JAN 12 1926

Physikalische Zeitschrift

begründet von E. Riecke und H. Th. Simon

vereinigt mit dem

Jahrbuch der Radioaktivität und Elektronik

begründet von Johannes Stark

Herausgeber:

Prof. Dr. **P. Debye**, Prof. Dr. **F. Harms** und Prof. Dr. **R. Seeliger**

Die Physikalische Zeitschrift erscheint monatlich zweimal im Umfange von drei bis vier Bogen und wird vierteljährlich für Goldmark 11.— postfrei geliefert. Für das Ausland beträgt der Preis $ 3.— vierteljährlich. Für die Mitglieder der Deutschen Physikalischen Gesellschaft im Inland Goldmark 9.—, im Ausland $ 2.60. Bestellungen nehmen jede Buchhandlung sowie die Verlagsbuchhandlung entgegen. Anzeigen werden für die einmal gespaltene Millimeterzeile mit Goldmark —.35, Beilagen mit Goldmark 60.— berechnet.

Alle Manuskripte und darauf bezügliche Zuschriften sind an Prof. Dr. F. Harms, Würzburg, Bismarckstr. 1, zu senden, mit Ausnahme der zusammenfassenden Berichte, deren Redaktion Prof. Dr. R. Seeliger, Greifswald, Leitzerstr. 43, führt. Büchersendungen und Anzeigen-Aufträge direkt an den Verlag.

No. 22. Ausgegeben am 16. Dezember 1925. No. 698. Printed in Germany. 26. Jahrgang.

INHALT:

Originalmitteilungen:

H. König, Über elastische Nachwirkung bei verschiedenen Temperaturen.

E. Hylleraas, Die Anordnung der Atome in den tetragonalen Kristallen Hg_2Cl_2, Hg_2Br_2, Hg_2J_2 und Berechnung der optischen Doppelbrechung von Hg_2Cl_2.

Welisek, Preßluftmesser.

Vorträge und Diskussionen des III. Deutschen Physikertages in Danzig vom 10. bis 16. September 1925:

W. Gerlach, Experimentelle Forschungen über das Magneton.

K. F. Herzfeld, Molekular- und Atomtheorie des Magnetismus.

E. Back, Die experimentellen Grundlagen des Zeemaneffekts.

A. Miethe, Zusammenfassende Mitteilungen über den derzeitigen Stand der Erkenntnis der Goldbildung aus Quecksilber unter der Wirkung elektrischer Entladungen.

Stammreich, Quecksilberdestillation.

E. Bräuer, Der Begriff der Materie.

Besprechungen:

F. Auerbach, Das Zeißwerk und die Carl-Zeiß-Stiftung in Jena.

Berichtigung. Personalien.

VERLAG VON S. HIRZEL IN LEIPZIG

VERLAG VON S. HIRZEL IN LEIPZIG

Das führende
wissenschaftliche Organ der Mikroskopie ist die

Zeitschrift für wissenschaftliche MIKROSKOPIE

und für mikroskopische Technik

Begründet von W. J. Behrens

Unter besonderer Mitwirkung von

Prof. Dr. **W. J. Schmidt** in Bonn und Dr. **R. E. Liesegang** in Frankfurt a. M.

herausgegeben von

Prof. Dr. **Ernst Küster** in Gießen

Jährlich 4 Hefte im Umfange von 7 bis 9 Bogen
Erscheint seit 1884 / Der Jahrgang beginnt mit April

Preis des laufenden (42.) Jahrgangs M. 25.— / Abonnementspreis bei direkter Zusendung im Inland M. 26.—, im Ausland $ 6.50

Die Zeitschrift für wissenschaftliche Mikroskopie bringt:
Originalarbeiten aus allen einschlägigen Gebieten in deutscher, englischer, französischer oder italienischer Sprache.
Zusammenfassende Berichte über die von deutschen und ausländischen Werkstätten hergestellten neuen Mikroskope und mikroskopischen Nebenapparate usw.
Referate über Bücher und Abhandlungen, die Fragen der wissenschaftlichen Mikroskopie oder mikroskopischen Technik behandeln.
Übersichten der gesamten neuen Literatur des In- und Auslandes.

VERLAG VON S. HIRZEL IN LEIPZIG

Medizinische Physik

von

Prof. Dr. **Otto Fischer**

2., unveränderte Ausgabe

Mit 334 Abbildungen im Text. Gr.-8°. (XX und 1120 Seiten.) 1919. Geheftet M. 15.—.

Das Buch behandelt in elementarer Form die Kapitel der Physik, welche trotz ihrer großen Wichtigkeit für den Mediziner ihm weder auf der Schule noch in den Vorlesungen auf der Universität mit der für ihn notwendigen Ausführlichkeit dargeboten werden können. Bei den zahlreichen neuen Anwendungsformen der Physik auf Vorgänge im lebenden Körper ist es ein direktes Bedürfnis.

Eingegangene Bücher.

(Eingehende Besprechung vorbehalten. Rücksendung nicht besprochener Bücher erfolgt in keinem Falle.)

Abhandlungen aus dem Aerodyn. Inst. a. d. Techn. Hochschule, Aachen. Heft 4. Eck, Br., Strömungserscheinungen in Ventilen. Mit 35 Abb. v. Kármán, Th., Gastheoretische Deutung der Reynoldsschen Kennzahl. v. Kármán, Th., Über die Stabilität der Laminarströmung und die Theorie der Turbulenz. Mit 4 Abb. Eck, Br. u. Kayser, E., Über einige Anwendungen nomographischer Methoden in der Thermodynamik. Mit 7 Abb. 4°. 48 S. Berlin, Julius Springer. 1925. M. 5.10.

Barkhausen, H., Elektronenröhren. Bd. II, 8°. VI u. 118 S. Mit 69 Abb. Leipzig, S. Hirzel. 1925. M. 4.—, geb. M. 5 50.

Bolte, Fr. u. **H. Meldau**, Elektrizität und Funkentelegraphie. Sonderdruck aus Physik für Seefahrer. 8°. S. 222 bis 352. Mit 159 Abb. Braunschweig, Fr. Vieweg & Sohn A.-G. 1925. M. 6.—.

Bolte, Fr. u. **H. Meldau**, Physik für Seefahrer. 5. Aufl. d. Bolteschen Leitfadens f. d. Unterricht in d. Physik. 8°. VI u. 359 S. Mit 463 Abb. Braunschweig, Fr. Vieweg & Sohn A.-G. 1925. M. 17.50, geb. M. 20.—.

Bräuer, E. W., Überwindung der Materie. 8°. VII u. 108 S. Leipzig, J. A. Barth. 1925. M. 4.80, geb. M. 5.70.

Chwolson, O. D., Die Evolution des Geistes der Physik 1873—1923. 8°. VI u. 197 S. Braunschweig, Fr. Vieweg & Sohn A.-G. 1925. M. 10.—, geb. M. 12.—.

Cranz, C., Lehrbuch der Ballistik. Bd. I. 5. Aufl. Gr. 8°. XX u. 712 S. Mit 132 Abb. u. einem Anhang, Tabellen u. Diagramme. Berlin, J. Springer. 1925. Geb. M. 57.—.

Eisenlohr, Fr., Der molekulare Brechungskoeffizient in der Reihe der Polymethylenverbindungen. (Fortschritte der Chemie, Physik und phys. Chemie Bd. 18, H. 9.) 8°. 48 S. Berlin, Gebr. Borntraeger. 1925. M. 4.20.

Ergebnisse der exakten Naturwissenschaften. Herausgegeben v. d. Schriftleitung d. „Naturwissenschaften". Bd. IV. Gr. 8°. 242 S. Mit 62 Abb. u. 1 Tafel. Berlin, J. Springer. 1925. M. 15.—, geb. M. 16.50.

Ewald, P. P., Die Reflexion und Brechung des Lichts, (Fortschritte der Chemie, Physik und phys. Chemie. Ser. B. Bd 18, H. 8.) 4°. 28 S. Mit 5 Fig. im Text. Berlin, Gebr. Borntraeger. 1925. M. 2.80.

Friedel, W., Elektrisches Fernsehen. (Die Hochfrequenz-Technik. Bd. II.) 8°. XV u. 176 S. Mit 153 Abb. Berlin, H. Meusser. 1925.

Graetz, L., Alte Vorstellungen und neue Tatsachen der Physik. 8°. 120 S. Mit 11 Abb. Leipzig, Akadem. Verlagsges. m. b. H. 1925. M. 3.50.

v. Mises, R., Die Differential- u. Integralgleichungen, I. mathem. Teil. Gr. 8°. XX u. 687 S. Mit 76 Abb. Braunschweig, F. Vieweg & Sohn A.-G. 1925. Br. M. 40.—, geb. M. 44.—.

Mosch, E., Lehrbuch d. Physik. Oberst. I. H. Gr. 8°. X u. 129 S. Mit 89 Abb. M. 2.60. Oberst. II. H. Gr. 8°. VI u. 146 S. Mit 147 Abb. M. 3.—. 1925. Leipzig, G. Freytag G. m. b. H.

Schoenflies, A., Einführung in die analytische Geometrie. (Die Grundlehren d. mathem. Wissensch. Bd. 21.) Gr. 8°. X u. 304 S. Mit 83 Textfig. Berlin, J. Springer. 1925. Br. M. 15.—, geb. M. 16.50.

Turner, L. B. u. **W. Glitsch**, Drahtlose Telegraphie u. Telephonie. 8°. X u. 220 S. Mit 143 Textabb. Berlin, J. Springer. 1925. M. 10.50.

v. Weimarn, P. P., Die Allgemeinheit des Kolloidzustandes. Gr. 8°. XVI u. 505 S. Mit 134 Abb., 2 Taf. u. zahlreichen Tabellen. Dresden, Th. Steinkopff. 1925. Br. M. 25.—, geb. M. 27.—.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

vereinigt mit dem

JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK

No. 22. 15. November 1925. Redaktionsschluß für No. 24 am 5. Dezember 1925. 26. Jahrgang.

INHALT:

Originalmitteilungen:

H. König, Über elastische Nachwirkung bei verschiedenen Temperaturen. S. 797.

E. Hylleraas, Die Anordnung der Atome in den tetragonalen Kristallen Hg_2Cl_2, Hg_2Br_2, Hg_2J_2 und Berechnung der optischen Doppelbrechung von Hg_2Cl_2. S. 811.

Welisek, Preßluftmesser. S. 814.

Vorträge und Diskussionen des III. Deutschen Physikertages in Danzig vom 10.—16. September 1925:

W. Gerlach, Experimentelle Forschungen über das Magneton. S. 816.

K. F. Herzfeld, Molekular- und Atomtheorie des Magnetismus. S. 824.

E. Back, Die experimentellen Grundlagen des Zeemaneffekts. S. 833.

A. Miethe, Zusammenfassende Mitteilungen über den derzeitigen Stand der Erkenntnis der Goldbildung aus Quecksilber unter der Wirkung elektrischer Entladungen. S. 842.

Stammreich, Quecksilberdestillation. S. 843.

E. Bräuer, Der Begriff der Materie. S. 847.

Besprechungen:

F. Auerbach, Das Zeißwerk und die Carl-Zeiß-Stiftung in Jena. S. 848.

Berichtigung. S. 848.

Personalien. S. 848.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Über elastische Nachwirkung bei verschiedenen Temperaturen.

(Auszug aus der Berliner Dissertation.)

Von H. König.

In neuerer Zeit wurde in verschiedenen Untersuchungen die elastische Nachwirkung in einer Anzahl von Fällen empirisch als proportional mit dem Logarithmus der Zeit gefunden. Die vorliegende Arbeit wurde nun auf Anregung von Herrn Privatdozenten Dr. Bennewitz ausgeführt, um im Anschluß an eine spezielle von ihm benutzte Formel[1]) experimentell zu prüfen, inwieweit das logarithmische Gesetz bei verschiedenen Temperaturen und bei verschiedenem Material Gültigkeit besitzt. Es wurden Versuche an Glas, Kupfer, Messing, Aluminium bei Temperaturen zwischen 15° und 360° C gemacht. Die Methode war dieselbe wie bei Bennewitz: die Durchbiegung von einseitig horizontal eingeklemmten dünnen Stäben durch aufgesetzte Gewichte wird an einem Zeiger im Okularmikrometer eines Mikroskops beobachtet. Diese Methode hat den Vorzug großer Einfachheit; die Verschiebungen sind leicht zu beobachten, und die Belastung ist durchaus konstant. Allerdings bedingt sie inhomogene und ungleichmäßige Beanspruchung des Materials, was aber wohl kein wesentliches Bedenken bietet.

1. Versuchsanordnung.

Zu den Versuchen wurde ein (im Keller auf einem schweren dreifüßigen Holztisch aufgestellten) Meßgestell benutzt, welches Mikroskop und Einklemmvorrichtung fest verband (Fig. 1). Es bestand wie dasjenige, welches Bennewitz zur Messung von Schwingungsdekrementen beschrieben hat[1]), aus schmiedeeisernen Schienen vom Querschnitt 30 × 7,5 mm. Ein Längsstück von 45 cm und ein Querstück von 17 cm bildeten ein liegendes T, an den drei Enden mit konisch

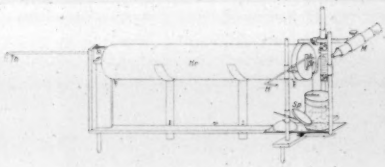


Fig. 1.

abgerundeten Füßen versehen. Am Ende des Längsstücks erhoben sich zwei nach Art eines T-Trägers zusammengesetzte Schienenstücke von etwa 16 cm. An ihrem oberen Ende befand sich die Einspannvorrichtung in Gestalt eines fast quadratischen Klemmbackens von 3 cm Kantenlänge, der mit zwei übereinanderliegenden Knebelschrauben gegen den T-Träger gepreßt wurde.

Der eine Fuß des Querstücks war (etwa 1 cm dick) nach oben über 20 cm hoch durchgeführt und trug das Mikroskop M. Dieses konnte nach Entfernung von dem zugehörigen Kugelstativ zunächst nur in seiner eigenen Richtung verstellt werden. Daher wurde folgende ein-

1) Physik. Zeitschr. **21**, 703, 1920.

1) Physik. Zeitschr. **25**, 417, 1924.

fache Führung auf der vertikalen Stange angebracht. Zwei nicht ganz zentrisch gebohrte Ringe von 1 cm Höhe und 2,5 cm Durchmesser, die sich durch Schrauben feststellen ließen, waren durch eine 3,5 cm lange Schraube verbunden, die im oberen Ring in einem Muttergewinde saß und im unteren drehbar befestigt war. Durch die letztere war bei festgeschraubtem unteren Ring der obere, dessen Führung noch durch eine Messinghülse verbessert wurde, vertikal fein einstellbar. An dem oberen Ring saß seitlich ein ähnlicher, um 90° gedreht, und durch diesen wurde horizontal eine 10 cm lange Stange gesteckt, an der das Mikroskop befestigt war. Dieses ließ sich somit in drei aufeinander senkrechten Richtungen verschieben, um die beiden Stangen drehen und in jeder Lage feststellen.

Dem Mikroskop gegenüber war eine weitere vertikale Stange eingeschraubt. Sie trug unten den verstellbaren Spiegel *Sp* zur Beleuchtung des Zeigers, einer haarfeinen Glasspitze, die als heller Strich auf dunklem Grund erschien. Auf derselben Stange saß oben ein Hebel (17 cm lang) zum Aufsetzen und Abnehmen der Gewichte; er war in einem gewissen Bereich frei drehbar und verschiebbar, hinten mit einem kleinen Griff, vorn mit einem seitlichen Häkchen versehen. Auf dieses wurde das Gewicht gehängt, dicht über die Aufsetzstelle am Stab *St* geführt und durch eine kleine Drehung am Griff zum Abgleiten gebracht. Das Gewicht bestand meistens aus einem kleinen, mit passenden Bleistückchen gefüllten Messingbecher mit einem Haken zum Aufsetzen auf den Stab und einer Öse für den Hebel. Für sehr kleine Belastung wurden Drahtreiter gebraucht. Zur Abnahme der Gewichte wurde das Häkchen des Hebels in die Öse des Gewichts geschoben und im gewünschten Zeitpunkt der Griff nach unten gedrückt.

Zur Messung der Gesamtdurchbiegung (von 1 bis 2 cm) diente eine in 0,1 mm geteilte Glasskala *Sk* von 5 cm Länge. Sie war mit einem besonderen Halter auf einer dritten vertikalen Stange verstellbar dicht hinter dem Zeiger befestigt (Vertikalstellung durch Vergleich mit danebenhängendem Lotfaden und seinem Spiegelbild). Die Zeigerstellung auf der Skala wurde mit einem dem Mikroskop gegenüberstehenden Fernrohr abgelesen. Auf Grund der beim Entlastungsversuch gemessenen Gesamtdurchbiegung wurde das Mikroskop für den Belastungsversuch schon nahezu in die richtige Höhe gebracht (sein Gesichtsfeld umfaßte rund 1 mm), infolgedessen für die genaue Einstellung nur kurze Zeit gebraucht (meist unter 1 min) und dadurch auch die Wartezeit für die Rückkehr in die Ruhelage abgekürzt.

Zur Veränderung der Temperatur waren die Stäbe mit einem Widerstandsheizrohr *Hr* aus Messing von 40 cm Länge und 5 cm innerem Durchmesser umgeben. Es war mit einer Isolierschicht von Magnesia unter Asbestpappe umkleidet, an den Enden außerdem mit Watte unter Papphülsen. An einem Ende war das Rohr geschlossen bis auf zwei Bohrungen für Stab und Thermometer. Auf dem andern Ende saß ein Deckel aus starker Asbestpappe mit Schlitz für das freie Stabende. Das Heizrohr lag auf zwei Stützen aus Eisenblech, die an der Längsschiene verstellbar angeschraubt waren. Gemessen wurde die Temperatur mit einem Silber-Konstantan-Thermoelement *Th* (Drahtdicke 0,1 mm) in offenem Glasrohr.

Vorn an den Stäben war ein Glimmerplättchen befestigt, das zur Dämpfung von Schwingungen in ein Becherglas mit Wasser tauchte (etwa 10 cm unter dem Stab; in der Wasserfläche Platindraht von 0,4 mm); das letztere stand mittels einer durch Gegengewicht beschwerten Glasplatte mit auf dem Gestell. An der Dämpfung wurde bei den Metallstäben mit Hilfe eines nach oben gebogenen Drahtes auch der Zeiger in der Stabverlängerung mit Picein angekittet.

Die Stäbe hatten ferner am freien Ende einen hakenförmigen Sattel zur Aufnahme der Gewichte. Bei Glas wurde der Stab selbst so geformt; die Metalldrähte wurden durchbohrt und ein dünner Messingdraht (0,6 mm) hindurchgezogen, der oben zum Haken gebogen und unten mit der Dämpfung versehen wurde. Am andern Ende waren die Stäbe ungefähr 7 cm lang auf etwa das Doppelte verdickt, so daß die Durchbiegung dieses Stückes praktisch nicht in Betracht kam. Dadurch lag der Anfang der Stäbe im Innern des Ofens und war dem Temperaturgefälle an der Einklemmung im wesentlichen entzogen. Die Temperatur fiel an den Enden des Heizrohrs ziemlich stark ab, doch machte das für die Stäbe wegen ihrer Wärmeleitfähigkeit wenig aus. Die mittlere Temperatur des Ofens wurde etwa 10 cm vom hinteren Ende gemessen. Die absolute Größe der Temperatur wurde durch das Thermoelement mittels Galvanometers etwa mit der Genauigkeit eines gewöhnlichen Quecksilberthermometers angegeben. Die zeitliche Änderung der Temperatur während eines Versuchs blieb meist unter 2°.

Da im Anfang einer Beobachtung gewöhnlich Ablesungen in Abständen von wenigen Sekunden erforderlich waren, wurde ein Chronograph benutzt, den mir Herr Prof. v. Baeyer freundlichst zur Verfügung stellte, wofür ich ihm auch hier meinen besten Dank sage. Durch

den Chronographen wurden auf einem bewegten Papierstreifen beim Drücken einer Taste jedesmal, wenn der Zeiger durch einen Teilstrich ging, Zeichen gegeben, deren Zeit an nebenherlaufenden Sekundenmarken gemessen werden konnte. Für die späteren Ablesungen eines Versuchs wurde eine bei Beginn abgedrückte Stoppuhr benutzt.

II. Versuche und Ergebnisse.

Zunächst sei über die graphische Darstellung der Versuche bemerkt, daß $\lg t$ als Abszisse verwendet wurde, da es sich ja von vornherein um die Prüfung der Bennewitzschen Formel für die Belastungskurve

$$y = \beta' G \ln \frac{t+\tau}{\tau} \qquad (1)$$

handelte[1]), wo y die Deformation bedeutet, G die Belastung, t die Zeit seit Belastungsbeginn, β' und τ Konstanten; diese Darstellung ist übrigens schon früher als zweckmäßig erkannt worden[2]). Die Entlastungskurven werden auf Grund von (1) nach dem sog. Superpositionsprinzip dargestellt durch

$$y = \beta' G \ln \frac{T+t}{t}, \qquad (2)$$

da τ gegen jede beobachtbare Zeit verschwindend klein sein soll; T ist die Belastungsdauer, t die Zeit seit Aufhebung der Belastung. Die Entlastungskurven (E-Kurven) sollten also mit $\log \frac{T+t}{t}$ als Abszisse den Belastungskurven (B-Kurven) parallele Geraden sein; daher wird für die ersteren hier stets diese Abszisse benutzt.

In den meisten Fällen waren nun die Nachwirkungskurven mehr oder weniger gekrümmt; nur für gewisse Temperaturen, und zwar im besonderen bei Glas, oder für hinreichend kurze Zeiten, war das logarithmische Gesetz (1) in guter Näherung erfüllt. Allgemeiner ließen sich, wie seit langem bekannt[2]), die Kurven durch Formeln von der Gestalt

$$y = y_0 + a t^n \qquad (3)$$

mit drei Konstanten darstellen, wobei aber für das beobachtete Stück merklich verschiedene Werte von n, a (und y_0) in einem gewissen Bereich ziemlich gleich gut brauchbar waren[1]). Mit Hilfe dieser Formel kann man die E-Kurven aus den B-Kurven berechnen und dann mit den beobachteten vergleichen. Man kann die Superposition, die bei den meisten theoretischen Ansätzen benutzt wurde, bei den E-Kurven aber auch ohne Formel prüfen, indem man an den B-Kurven die Differenz je zweier um die Belastungsdauer T verschiedener Ordinaten bildet, wobei zu weitgehende Extrapolationen von vornherein vermieden werden. Das Superpositionsprinzip fordert auch Proportionalität der Nachwirkung mit der Belastung. Auf diese beiden Punkte ist wegen des Fehlens einer exakten Formel bei den beobachteten Kurven besonders geachtet worden. —

a) Glas. Die größte Zahl von Versuchen wurde mit einem Stab aus gewöhnlichem leicht schmelzbaren Glas gemacht. Seine Dimensionen waren: Länge 38,7 cm (vom verdickten Ende bis zum Gewichtssattel), Durchmesser 2,01 mm (Mittelwert zwischen 1,98 und 2,04, der ungefähr dem am stärksten beanspruchten Ende entsprach); die Zeigerlänge, vom Gewicht ab gemessen, betrug 3,5 cm. Die verwendeten Gewichte waren $G_1 = 3.599$ g und $G_2 = 1{,}745$ g; soweit nichts anderes bemerkt, ist G_1 benutzt.

Die Temperatur wurde in Schritten von etwa 50° von Zimmertemperatur an bis 360° C gesteigert und ebenso wieder erniedrigt. Zunächst werden die nach dem Überschreiten der Höchsttemperatur erhaltenen Kurven behandelt. In Fig. 2 ist die Mehrzahl von ihnen graphisch wiedergegeben, links die B-, rechts die E-Kurven[2]).

Als Beispiel sei zunächst in Tab. 1 je ein B- und ein E-Versuch vollständig mitgeteilt[3]). Bei den Skalenteilen y des Okularmikrometers ist eine additive Konstante willkürlich, die für Fig. 2 passend gewählt wurde; die Zeit t ist in sec angegeben. Im absoluten Maß ist 1 Skalenteil nahezu gleich $^1/_{100}$ mm, genauer: 103 Skalenteile = 1 mm. Soweit für t Bruchteile angegeben sind, ist der Chronograph benutzt worden, dann zunächst die Stoppuhr bei vollen Teilstrichen abgelesen, endlich zu bestimmten Zeiten die Skalenteile auf 0,1, was also nahezu μ bedeutet.

1) Über den Zusammenhang mit den Theorien von Wiechert und Boltzmann vgl. H. Jordan, Physik. Zeitschr. **25**, 579, 1924, sowie R. Becker, Zeitschr. f. Phys. **33**, 185, 1925 und meine Dissert., Berlin 1925, S. 20 ff.

2) Vgl. z. B. E. Wiechert, Wied. Ann. **50**, 335, 546, 1893; H. Jordan, Dissert. Göttingen 1907; H. Cassebaum, Ann. d. Phys. **34**, 106, 1911.

1) Es wurde auch versucht, die Formel $y = y_0 + \beta' G \log \frac{t+\tau}{\tau}$ mit endlichen Werten von τ anzuwenden, die aber erheblich schlechter paßte als die Potenzformel (3).

2) Die Numerierung ist so beibehalten, wie sie sich bei der zeitlichen Folge der Versuche ergab.

3) Die Beobachtungsdaten für sämtliche Kurven von Fig. 2 finden sich in der Dissertation.

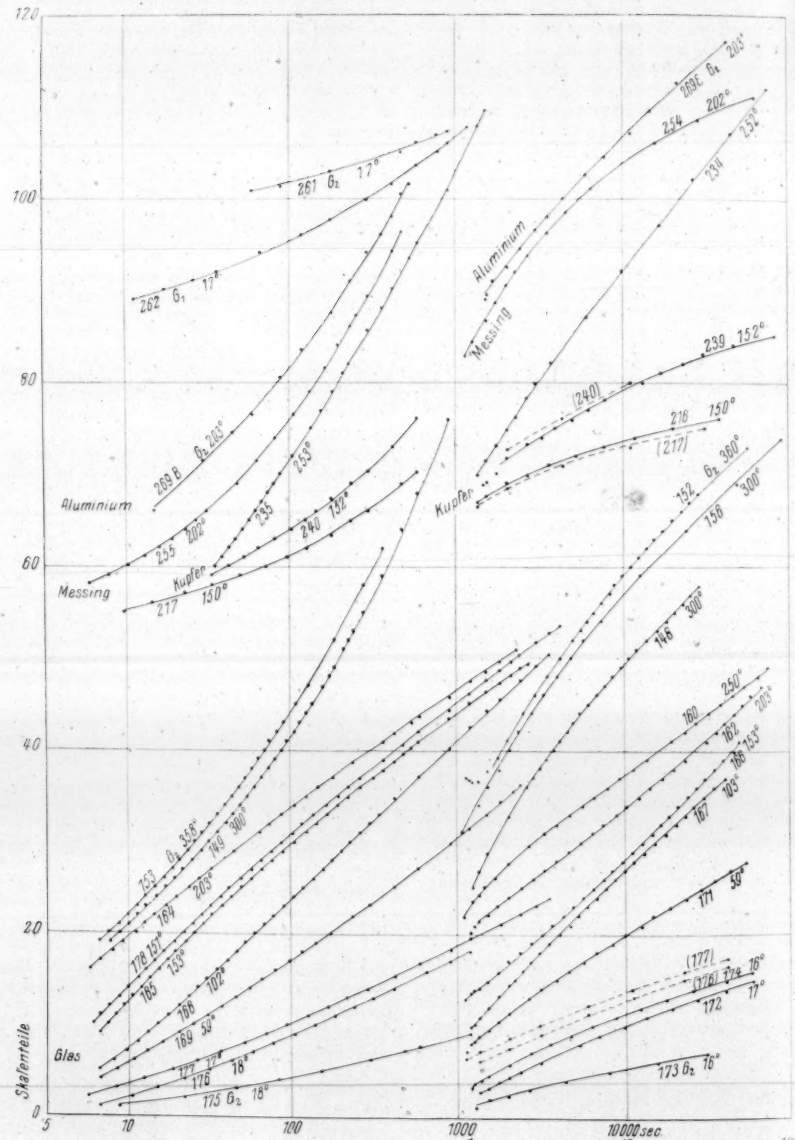

120
100
80
60
40
20
0
Skalenteile
5
10
100
1000
z-1
10000 sec.
10
105
Aluminium
Messing
Kupfer
Glas
261 G2 17°
262 G1 17°
269 G2 265°
255
235
202°
240
152°
217
150°
269 G2 263°
254
202°
252°
239
152°
(240)
216
150°
(217)
152 G2 360°
158
300°
146
300°
153 G2 355°
149
300°
178 157°
165
155°
169
102°
169
53°
177
27°
176
18°
175 G2 18°
180
250°
182
203°
188
155°
167
105°
171
53°
(177)
176
174
16°
172
17°
173 G2 16°

Fig. 2.

Tabelle I.

Belastung				Entlastung			
17°,		17,8°,		17°,	16,3°, $T = 300$ sec		
t	y	t	y	t	y	t	y
6,7	1	139	10	0	1,9	80	9
10,4	2	185	11	5,3	16	118	8
15,0	3	243	12	7,7	15	175	7
22,0	4	315	13	12,2	14	300	5,7
31,1	5	420	14,0	18,1	13	600	4,45
42,8	6	660	15,9	26,5	12	900	3,95
58	7	900	17,0	37,8	11	1200	3,6
78	8	1200	18,1	56	10	1560	3,2
104	9						

Durch die beobachteten Punkte wurde immer eine „glatte" Kurve gezogen. Zur Darstellung dieser Kurve durch die Formel (3) wurde der Exponent n aus zwei Ordinatendifferenzen zwischen drei geeigneten Zeitpunkten näherungsweise berechnet und dann a bestimmt.

In Tabelle II sind die Ordinaten der B-Kurven 176 und 177 für einige Werte von t mit den mit zwei verschiedenen Exponenten berechneten verglichen (für $t = 10$ willkürlich gleichgemacht); beide genügen fast gleich gut zur Darstellung der Beobachtung.

Für den E-Versuch 174 in Tabelle I ist bei 0 die Anfangsstellung des Zeigers angegeben, während die übrigen Zeiten vom Augenblick der Entlastung an gerechnet sind. (Die Belastungsdauer T betrug bei allen in Fig. 2 gezeichneten Versuchen 300 sec, außer 269 bei Aluminium mit 600 sec; die E-Kurven wurden, wie einige Versuche zeigten, durch Änderung von T kaum beeinflußt.)

Tabelle II.

t	176	177	$n = 0{,}10$ $(a = 20{,}9)$	$n = 0{,}12$ $(a = 15{,}9)$
0	2,2	2,2	2,1	2,1
10	3,4	3,4	3,4	3,4
30	6,4	6,4	6,5	6,4
100	10,4	10,2	10,2	10,1
300	14,2	14,1	14,1	14,0
1000	18,8	18,8	18,8	18,8
3000	—	23,2	23,6	23,6

In Tabelle III sind die E-Kurven 172 und 174 für einige Abszissen $z = \dfrac{T+t}{t} = 1 + \dfrac{T}{t}$ verglichen mit der aus $n = 0{,}10$ berechneten; diese verläuft etwas flacher als die beobachteten. Dasselbe zeigt die direkte graphische Ableitung der E- aus der B-Kurve, Tabelle IV; in den ersten drei Spalten stehen die aus 176 und 177 entnommenen Wertpaare (t, y), die zur Zeichnung der E-Kurven dienen (siehe die gestrichelten Kurven (176) und (177), Fig. 2), in den folgenden Spalten zu einigen Werten von z die Ordinaten der wirklichen und der superponierten Kurven (mit $z = 40$ als Ausgangspunkt). Die letzteren zeigen in ihrem etwas zu flachen Verlauf eine

Tabelle III.

z	172	174	$n = 0{,}10$ $(a = 20{,}9)$
50	14,6	14,6	14,6
25	12,8	12,9	12,8
10	10,1	10,3	10,3
5	7,8	8,1	8,2
2,5	5,2	5,5	6,0
1,2	2,2	2,2	3,4

systematische Abweichung von den beobachteten Kurven, während die kleine Differenz zwischen diesen sich nicht einsinnig ändert. In erster Annäherung kann man das Superpositionsprinzip aber noch als erfüllt ansehen. Doch liegt die Abweichung nicht an etwas höherer Temperatur bei den E-Versuchen, wo sie vielmehr etwa 1° niedriger als bei der Belastung (und auf 0,1° konstant) war.

Tabelle IV.

t	(176)	(177)	z	172	174	(176)	(177)
7,5	11,6	11,5	40	11,5	11,5	11,5	11,5
14	10,15	10,05	20	9,6	9,7	9,8	9,8
30	8,2	8,1	10	7,5	7,7	7,8	7,9
60	6,35	6,35	5	5,2	5,5	5,6	5,8
140	4,15	4,15	2,5	2,6	2,9	3,3	3,4
300	2,6	2,65	1,4	0,35	0,4	1,2	1,4
900	1,1	1,2	1,1	—	— 0,8	—	0,4
3000	—	0,4					

Mit den Versuchen 175 und 173 (Fig. 2) mit rund auf die Hälfte verminderter Belastung wurde die Proportionalität zwischen Nachwirkung und Belastung geprüft und gut bestätigt gefunden. In Tabelle V ist neben dem Wert $n = 0{,}10$ von Tabelle II der erheblich größere 0,14 benutzt, der ein wenig besser paßt; für $n = 0{,}10$ aber ist das Verhältnis der Faktoren a von Gleichung (3) zwischen Versuch 177 und 175: $\dfrac{20{,}9}{10{,}15} = 2{,}06$, was in den Fehlergrenzen genau mit $\dfrac{G_1}{G_2} = \dfrac{3{,}599}{1{,}745} = 2{,}06$ übereinstimmt (ebenso mit dem Verhältnis der Gesamtdeformationen). Dagegen verläuft die aus 175 berechnete E-Kurve wieder etwas flacher als die beobachtete 173, und zwar mit $n = 0{,}14$ noch mehr als mit 0,10.

Tabelle V.

t	175	$n = 0{,}10$ $(a = 10{,}15)$	$n = 0{,}14$ $(a = 6{,}02)$	z	173	$n = 0.10$ $(a = 10.15)$	$n = 0{,}14$ $(a = 6{,}02)$
10	1,1	1,1	1,1	30	6,9	6,9	6,9
30	2,4	2,6	2,5	10	5,3	5,4	5,5
100	4,3	4,4	4,3	5	4,2	4,4	4,0
300	6,2	6,2	6,2	2	2,5	3,0	3,2
1000	8,7	8,6	8,6				

Als nächsthöhere Temperatur wurde etwa 60° gewählt. Die Kurven (169 und 171, Fig. 2) sind hier weniger, aber noch merklich gekrümmt. In Tabelle VI sind sie mit entsprechend kleineren Exponenten dargestellt (eingeklammerte Zahlen sind extrapoliert); die wirkliche E-Kurve 171 ist wieder, wenn auch nur wenig, steiler als die berechnete.

Tabelle VI.

t	169	$n = 0{,}06$ $(a = 67{,}6)$	$n = 0{,}07$ $(a = 55{,}4)$	z	171	$n = 0{,}07$ $(a = 55{,}4)$
7	4,1	4,1	4,1	50	27,7	27,7
10	5,7	5,7	5,7	25	24,5	24,6
30	10,9	11,0	10,9	10	20,0	20,3
100	17,1	17,2	17,1	5	16,4	16,8
300	23,2	23,2	23,1	2,5	12,7	13,2
1000	30,4	30,4	30,5	1,2	(7,8)	9,0
2500	(36,5)	36,1	36,3			

Bei 100° waren die Kurven (168 und 167, Fig. 2) nur noch sehr wenig gekrümmt, besonders die B-Kurve, die bis auf den Anfang (der vielleicht durch Beobachtungsfehler entstellt ist) durchaus geradlinig erscheint, während die E-Kurve eine, wenn auch geringe, Krümmung in ihrem ganzen Verlauf zeigt; die mittlere Steigung von beiden ist annähernd gleich.

Bei 150° waren die B-Kurven (165, 178, Fig. 2) dadurch ausgezeichnet, daß ihre Steigung mit t abnahm, was nur noch bei 200° (schon schwächer) vorkam, sonst aber nicht mehr gefunden wurde, weder bei Glas noch bei Metallen. Dieser Verlauf scheint jedenfalls viel seltener zu sein als der „normale" mit wachsender (oder konstanter) Steigung. Besonders auffällig ist, daß die Gesamtsteigung der Kurven bei 150° kleiner, die Geschwindigkeit der Nachwirkung geringer ist als bei 100°. Sie waren durchaus reproduzierbar; Versuch 178 ist erst angestellt, nachdem die ganze Versuchsreihe von 360° bis Zimmertemperatur fertig war. Sein Verlauf stimmt mit dem von 165 gut überein; kleine Abweichungen erklären sich durch ungleichsinnige Temperaturschwankungen. Hierdurch wird anscheinend die Nachwirkung selbst nicht merklich beeinflußt, sondern nur indirekt infolge der Änderung des Elastizitätsmoduls.

Tabelle VII zeigt die Darstellung dieser Versuche durch eine Potenzformel mit negativem Exponenten. Danach müßte γ einen bestimmten Endwert erreichen, doch bleibt schon bei 3000 sec der berechnete hinter dem beobachteten Wert zurück. Die wirkliche E-Kurve 166 (Fig. 2) stimmt hier gut mit der berechneten überein, doch liegt die Abweichung von 0,1 Skalenteil im früheren Sinne; ihre Krümmung ist ebenfalls der gewöhnlichen entgegengesetzt.

Tabelle VII.

t	165	178	$n = - 0{,}08$ $(a = - 122{,}6)$	z	166	$n = - 0{,}08$ $(a = - 112{,}6)$
7	9,4	9,7	9,5	30	36,9	36,9
10	12,5	12,5	12,5	10	28,2	28,3
30	21,3	20,9	21,1	5	23,1	23,2
100	29,7	29,3	29,7	2	16,8	16,9
300	36,8	36,2	37,0			
1000	43,9	43,4	44,0			
3000	(50,3)	50,2	49,9			

Bei 200° waren die Kurven (164 und 162, Fig. 2) wieder wenig gekrümmt, aber noch in demselben Sinne wie bei 150°. Auch hat ihre Gesamtsteigung noch weiter abgenommen. Die E-Kurve ist wieder etwas steiler als die B-Kurve. Ein Versuch mit G_2 zeigte, daß die Proportionalität mit der Belastung erfüllt war: Steigungsverhältnis 2,07 bei Gewichtsverhältnis 2,06.

Bei 250° sind die Kurven auch noch sehr wenig, aber wieder „normal" gekrümmt. Der E-Versuch 160 (Fig. 2) ist in der Hauptsache geradlinig und noch etwas flacher als bei 200°. Der steilere Abfall am Ende könnte von einer äußeren Störung (Temperaturschwankung) herrühren; solche Abfälle am Schluß der E-Kurven kamen aber öfter vor, die umgekehrte Umbiegung nach oben dagegen bei reiner Nachwirkung nicht.

Bei 300° wurde der Glasstab etwa einen Monat lang gehalten (bei den andern Temperaturen nur je einige Tage). Innerhalb dieses Zeitraums ging die Steilheit der Kurven von

der anfänglichen auf ungefähr den dritten Teil zurück; sie waren dann nach den Versuchen bei 360° kaum noch gegen die letzten vorher verändert. Der größte Rückgang wurde übrigens schon in den ersten Tagen bemerkt. Es ist also hier durch genügend lange Dauer der Erwärmung schon vor weiterer Temperaturerhöhung eine Art stabiler Zustand eingetreten. Dieser Vorgang wird gewöhnlich bei Metallen als Akkommodation bezeichnet.

Der letzte B-Versuch 149 vor 360°, ein etwas früherer E-Versuch 146 und ein späterer 156 (Fig. 2) ist in Tabelle VIII dargestellt mit dem gegen früher erheblich vergrößerten Exponenten 0,25, entsprechend der starken Krümmung der Kurven. Wieder ist die wirkliche E-Kurve etwas steiler als die berechnete.

Tabelle VIII.

t	149	$n = 0{,}25$ $(a = 14{,}9)$	z	146	156	$n = 0{,}25$ $(a = 14{,}9)$
8	19,2	19,2	50	—	71,6	71,2
10	21,0	21,0	30	68,0	68,0	68,0
30	29,5	29,9	10	58,9	59,0	60,2
100	41,5	41,5	5	52,4	52,4	53,9
300	56,1	56,5	2	42,3	41,9	43,8
1000	(78,3)	78,4				

Bei der höchsten angewendeten Temperatur von 360° trat schon ein deutliches Fließen, d. h. eine mit der Zeit wachsende Dauerformation, unter der Wirkung des Eigengewichts des Stabes auf (bei 300° noch kaum merklich). Man kann es bei den E-Kurven daran erkennen, daß sie gegen Ende des Versuchs nach oben umbiegen. Anfänglich sank der Zeiger in etwa 6, später in 20 min um 1 Skalenteil im Mikroskop. Am zweiten Tag wurden auch Versuche mit der kleineren Belastung G_2 gemacht; da die Fließgeschwindigkeit gegen die Nachwirkung klein war, ergab sich auch hier nahezu Proportionalität mit der Belastung: Steigungsverhältnis 2,08 bei Gewichtsverhältnis 2,06. Die allmähliche Änderung des Nachwirkungsverlaufs war bei 360° viel geringer als vorher bei 300°, wahrscheinlich, weil sich hier schon angenähert ein Temperaturgleichgewicht eingestellt hatte[1]), so daß es sich bei 360° nur noch um eine geringe innere Änderung handelte.

Die Versuche mit G_2 (153 und 152, Fig. 2) verlaufen denen mit G_1 bei 300° ungefähr parallel, die Nachwirkung ist also gegen letztere etwa verdoppelt; sie sind in Tabelle IX mit $n = 0{,}22$ dargestellt. Die Übereinstimmung bei der B-Kurve ist so gut wie in den früheren Beispielen, hieran also ein Fließen nicht zu erkennen. Die wirkliche E-Kurve ist wieder steiler als die berechnete, obwohl sie durch das Fließen eher um ein Geringes zu flach wird. —

Tabelle IX.

t	153	$n = 0{,}22$ $(a = 20{,}18)$	z	152	$n = 0{,}22$ $(a = 20{,}18)$
7	19,4	19,5	50	84,4	83,7
10	22,0	22,0	20	77,2	77,2
20	27,7	27,5	10	71,1	71,4
50	36,4	36,2	5	64,0	64,8
100	44,1	44,0	3	58,1	59,2
180	51,6	51,6	2	53,2	54,3
360	62,0	62,0			

Diese Auswahl von Kurven mag genügen; die bei aufsteigender Temperatur erhaltenen bieten nichts wesentlich Neues. Übrigens finden sich auch einige Angaben über die letzteren in Tabelle X und XI, in denen sämtliche Versuche an dem besprochenen Glasstab (soweit keine grobe Störung vorlag) verzeichnet sind. Die Buchstaben a und b vor der Nr. bedeuten: vor bzw. nach der Erwärmung auf die Höchsttemperatur von 360°. Die dahinter eingeklammerten Zahlen geben die ungefähre Dauer der betreffenden Temperatur ϑ in Tagen an; für ϑ ist, wenn die langsamen zeitlichen Schwankungen 3° übersteigen, ein Intervall angegeben. Unter G bedeutet Ziffer 1: $G_1 = 3{,}599$ g, Ziffer 2: $G_2 = 1{,}745$ g; y_{10} ist die gesamte Durchbiegung in cm 10 sec nach Belastungsbeginn (in der Regel aus der zu einer späteren Zeit gemessenen und aus der B-Kurve ermittelt).

Mit y_{10} ist der Elastizitätsmodul E, wie üblich in $\frac{\text{kg}}{\text{mm}^2}$, berechnet. Da y_{10} an der Spitze des Zeigers von der Länge s gemessen wurde, erhält man die wahre Durchbiegung an der Stelle des Gewichts auf Grund der Gleichung der elastischen Linie durch Multiplikation mit $\frac{2l}{2l+3s}$ (l Länge, r Radius des Stabes). Für E gilt dann, mit dem Formfaktor $F = \frac{4l^3}{3\pi r^4}$ (dessen Temperaturabhängigkeit zu vernachlässigen war):

$$E = 10^{-8} F \frac{G}{y_{10}} \left(1 + \frac{3s}{2l}\right),$$

wenn G in g, die Längen in cm gemessen werden. Die Werte von E sind wegen der Ungenauigkeit in den Stabdimensionen in abgerundeten Zahlen angegeben; sie ergaben sich

1) Vielleicht durch Ausgleich innerer Spannungen, was allerdings nach H. Schönborn, Zeitschr. f. Phys. 22, 305, 1924, an dem Verschwinden der Doppelbrechung beurteilt, erst bei höheren Temperaturen merkbar wird.

Tabelle X. Glas, Belastung.

	Nr.	ϑ	G	y_{10}	E	d_1	d_2	d_3	d_4	T	$T_{1\min}$	y_d
a	113	19.6	1	1.466	6750	5.7	6.2	6.5	7.0	3630	20	8
	114	19.9	1	1.465	6750	5.6	6.1	6.6	7.1[1]	24000	750	5
	117	19.1	2	0.713	6750	2.6	2.9	3.2	3.2	4980	35	5
b	176	17.8	1	1.416	7000	3.1	3.8	4.1	4.4	1260	75	1
	177	17.3	1	1.414	7000	3.1	3.7	4.1	4.5	3660	200	0
	175	17.8	2	0.687	7000	1.4	1.8	2.1	2.3	1260	20	1
a (4)	124	58	1	1.497	6650	8.3	9.0	10.0	10.7	6060	100	7
	119	56	2	0.729	6600	3.9	4.4	4.8	—	540	20	0
b (2)	169	59	1	1.442	6900	5.4	6.1	6.3	7.0	2460	100	0
a (2)	129	102	1	1.542	6450	12.1	12.4	12.2	11.9	1860	4	26
	128	100	2	0.749	6450	5.9	6.0	6.0	5.9	2460	21	2
b (1)	168	102	1	1.468	6750	8.1	8.4	8.5	8.7	3725	235	1
a (3)	133	146—151	1	1.584	6250	11.5	11.0	11.0	11.9	4560	120	0.5
	132	151	2	0.771	6250	5.2	5.2	5.2	5.7	4020	27	4
b (2)	165	153	1	1.506	6600	9.1	8.1	7.4	6.8	2760	72	1
(1)	178	151	1	1.505	6000	8.8	7.9	7.3	6.9	4260	90	3
a (2)	137	197—202	1	1.623	6100	10.5	10.5	11.2	11.8	3660	120	5
	136	207	2	0.791	6100	5.1	5.2	5.6	6.4	2190	15	8
b (2)	164	203	1	1.543	6450	7.2	6.9	6.5	6.1	2300	104	8
a (4)	138	249—253	1	1.654	6000	12.1	14.4	18.8	(27.1)	1020	37	11
	139	251—255	2	0.800	6000	5.3	6.0	7.5	—	660	33	0
b (2)	161	254	2	0.762	6300	3.0	3.3	3.9	—	612	40	4
a (32)	145	295—299	1	1.617	6150	9.8	12.2	16.3	21.6	1860	160	11
	144	301	2	0.785	6150	4.9	6.5	8.7	10.7	3660	50	10
	149	298—304	1	1.604	6200	8.9	11.6	15.3	(21.5)	960	48	6.5
(2)	150	362	1	1.669	5950	22.8	27.4	—	—	300	90	20
	153	356—360	2	0.808	5950	9.9	12.1	15.9	—	490	20	11

1) $d_5 = 7.8$, $d_6 = 8.8$.

in den Fehlergrenzen für beide Belastungen gleich (Hookesches Gesetz) und waren nach der Erwärmung auf 360° durchweg größer als vorher. — Aus y_{10} findet man auch die Dilatationen längs des Stabes; ihr Maximum in der äußeren Faser am eingeklemmten Ende blieb unter 0,00029.

Die auf E folgenden Spalten bieten ein ungefähres Maß für die Nachwirkung, d. h. für ihre Geschwindigkeit. Es bedeuten nämlich die d-Werte Änderungen von y in Mikrometerteilen für in der logarithmischen Skala gleiche Zeitintervalle von der Größe 0,5, und zwar in Tabelle X d_1 bis d_4 von 10 bis 1000 sec ($\lg t$ von 1 bis 3), in Tabelle XI d_1 und d_2 von $z = 31{,}6$ bis $3{,}16$ ($\lg z$ von 1,5 bis 0,5). Schon aus zweien der d-Werte kann man mit einer Potenzformel (at^n) den Verlauf zwischen den zugehörigen Zeiten und noch etwas darüber hinaus annähernd berechnen. Bei geradlinigen Kurven müssen alle d-Werte gleich sein, und aus ihnen ist dann das β' in Formel (1) und $\beta = \frac{\beta'}{F}$ zu berechnen[1].

1) Für einige nahezu geradlinige Versuche seien hier β und $\gamma = -\lg z$ (auch schon für Metalle) aufgeführt, um die große Abhängigkeit ihrer Werte von Temperatur und Vorbehandlung zu zeigen:

Die Nachwirkung war in Gruppe b durchweg kleiner als in a; in beiden Gruppen hatte sie um 200° herum ein relatives Minimum, das in b mit einer Umkehr der Krümmung verbunden war.

Schließlich ist in Tabelle X und XI noch die Gesamtdauer T der Belastung in sec und die remanente Deformation y_d zur davorstehenden Zeit T_1 in min angegeben, in Tabelle X nach der Glasskala in 10^{-3} cm, in Tabelle XI in Mikrometerteilen (von denen 1030 gleich 1 cm waren). Diese bleibenden Deformationen hängen von verschiedenen Umständen ab, vor allem von der Belastungsdauer, von der Temperatur, von der Belastung, außerdem aber von der Vorbehandlung, von dem kleinen Stoß bei

	Nr.	ϑ	$\beta \cdot 10^5$	γ
Glas	a 113	20	4.9	131
	b 176	18	2.7	234
	b 168	100	7.0	92
	b 164	200	6.3	109
Kupfer . . .	a 194	16	0.91	404
	d 242	15	0.22	1460
	d 236	250	9.4	38
Messing . . .	a 241	16	0.24	1540
Aluminium .	a 262	17	3.2	198
	b 276	18	2.2	288

Tabelle XI. Glas, Entlastung.

	Nr.	ϑ	G	y_{10}	E	d_1	d_2	T	$T_{1\min}$	y_d
a	109	20.0	1	1.467	6750	—	5.8	65	11	0.7
	110	19.5	1	—	—	—	5.3	62	21	0.5
	111	19.5	1	1.466	6750	6.1	6.1	300	72	0.6
	112	19.5	1	1.468	6750	6.0	6.4	600	100	0.4
	115	19.8	2	—	—	—	3.1	60	20	0.0
	116	19.6	2	0.710	6800	2.7	3.0	300	37	0.2
b	172	16.8	1	1.412	7000	3.3	4.0	300	15	1.9
	174	16.3	1	1.414	7000	3.1	3.9	300	17	0.8
	173	16.1	2	0.688	7000	1.7	1.9	300	51	1.0
a (4)	122	58	1	1.497	6650	—	(9.5)	60	32	— 0.4
	123	57	1	1.498	6650	9.0	9.2	300	20	1.5
	120	57	2	—	—	—	4.1	60	47	0.0
	121	57	2	0.728	6600	3.9	4.4	300	48	0.2
b (2)	170	59—63	1	1.441	6900	—	(6.2)	300	70	— 1.8
	171	59	1	1.439	6900	5.6	6.0	300	42	0.6
a (2)	127	100	1	1.546	6400	9.7	12.1	300	35	0.9
	125	102	2	—	—	—	5.8	62	10	0.9
	126	100	2	0.746	6450	6.0	6.1	600	60	3.6
b (1)	167	103	1	1.471	6750	8.3	8.8	300	25	1.7
a (3)	131	152	1	1.588	6250	11.2	11.0	300	73	1.1
	130	150	2	0.770	6250	5.6	5.3	300	30	0.9
b (2)	166	152—156	1	1.504	6600	9.1	8.3	302	45	0.3
a (2)	135	202	1	1.623	6100	11.6	11.7	300	26	— 1.8
	134	201	2	0.793	6050	5.3	5.3	360	20	2.0
b (2)	162	203	1	1.545	6400	7.4	7.3	300	55	1.3
	163	204	2	0.748	6450	3.6	3.5	300	42	0.1
a (4)	141	249	1	1.642	6050	(10.0)	11.0	300	20	2.6
	140	249—255	2	0.797	6050	4.7	4.8	300	20	2.5
b (2)	159	253	1	1.572	6300	6.9	7.1	300	20	2.9
	160	250	1	1.570	6300	6.7	6.7	300	51	0.8
a (32)	142	300—293	1	1.711	5800	—	(22.3)	300	30	16.7
	143	306—310	2	0.825	5850	9.3	13.2	303	20	9.3
	146	300	1	1.612	6150	9.6	11.4	302	22	5.2
	147	302	2	0.781	6150	—	6.2	360	9	7.0
	148	301	1	1.608	6150	9.3	12.0	300	34	3.5
b (3)	156	299—304	1	1.605	6200	9.4	11.6	300	85	1.7
	157	304	1	1.602	6200	9.4	11.8	301	72	1.7
(2)	151	361	1	1.664	5950	21.6	26.5	301	60	16.1
	152	358—363	2	0.811	5950	10.0	12.3	300	25	7.5
	154	365	1	1.666	5950	—	25.5	302	26	16.4

Belastungsänderung; ferner ist zu bedenken, daß Temperaturschwankungen die Zeigerstellung beeinflussen. Daher sind die Werte von y_d unregelmäßig verteilt, und es kann sogar einmal ein negativer herauskommen. Im großen ganzen weisen sie aber natürlich eine systematische Zunahme mit den erstgenannten drei Faktoren auf; offenbar geht hierbei die „reine" Nachwirkung, wo y_d für $t = \omega$ unmerklich ist, kontinuierlich in die mit Fließen verbundene über. —

Versuche mit andern Glasfäden und -stäben ergaben keine weiteren Besonderheiten. Erwähnt sei nur, daß zwei dieser Fäden eine besonders große Abweichung von der Superposition aufwiesen. Ihre Kurven waren sehr angenähert geradlinig, aber die E-Kurve hatte 1,2 bis 1,4 mal so große Steigung wie die B-Kurve.

b) Metalle. Die Metalle zeigten, entsprechend ihrer kristallinen Struktur und ihrer Plastizität, ein komplizierteres Verhalten gegenüber Erwärmungen, doch unterschied sich der Kurvenverlauf bei ihnen nicht typisch von dem des amorphen Glases.

Die meisten Versuche an Metallen wurden mit einem harten (gezogenen) Kupferdraht gemacht. Die Verdickung des eingeklemmten Endes wurde durch eine fest darübergezogene Messinghülse erreicht. Die Dimensionen des Stabes waren: Länge 38,2 cm, Durchmesser 2,52 mm (2,50 bis 2,54 mm); Zeiger 3,2 bzw. 3,35 cm (für c und d, s. u.). Die benutzten Gewichte waren $G_1 = 18{,}10$ g, $G_2 = 9{,}333$ g, $G_3 = 1{,}736$ g.

Tabelle XII und XIII enthalten wieder sämtliche Versuche; die einzelnen Spalten bedeuten dasselbe wie in Tabelle X bzw. XI. Der Draht wurde zuerst stufenweise bis 300° erwärmt (a) und wieder abgekühlt (b). Dann wurde er in einem Quarzgutrohr unter Stickstoff etwa zwei

Tabelle XII. Kupfer, Belastung.

	Nr.	ϑ	G	γ_{10}	E	d_1	d_2	d_3	d_4	T	T_1 min	γ_d
a	194	16,0	2	0,828	11900		(2,1)		(2,4)	1620	8	2
	195	16,2	1	1,605	11900		(4,3)	(2,5)	—	480	—	—
b	220	15,1	2	0,810	12200		(0,4)		(0,4)	650	5	2
	221	15,1	1	1,561	12200		(0,7)		(0,7)	480	2	7
c	223	13,4	2	0,758	13000		(0,2)	0,6	—	520	80	0
	224	15,3	2	0,761	13000		(0,8)	0,7	(1,1)	660	2	3
d	242	15,1	2	0,710	14000		(0,5)	0,4	(0,5)	660	2	0
a (1)	197	59	2	0,838	11800		(3,9)	2,2	(2,5)	660	3	5
c (2)	223	61	2	0,767	12900		(1,2)	1,0	1,7	1860	3	7
d (1)	241	61	2	0,723	13700		(0,8)	0,8	—	635	2	5
a (1)	199	101	2	0,843	11700	(3,1)	3,4	4,2	6,4[1]	4320	20	19
a (2)	200	148	2	—	—	—	7,0	9,5	10,7	960	10	20
	202	155	2	0,854	11500	(3,9)	4,8	5,8	8,4	1560	36	7
b (1)	217	150	2	0,844	11700	(2,5)	3,3	5,3	(8,2)	960	12	8
c (1)	229	150	2	0,788	12600	6,6	10,3	14,3	(24,7)	960	15	34
d (1)	240	152	2	0,742	13500	—	5,2	6,9	(10,0)	660	7	9
a (2)	203	201	2	0,864	11400	(7,8)	9,6	13,2	(21,0)	660	5	22
	204	200	2	0,861	11500	(6,6)	7,6	9,2	11,8	1860	260	14
a (4)	209	250	2	0,906	10900	(15,8)	(19,2)	—	—	60	1	19
	211	252	2	0,906	10900	—	—	25,4	—	510	1	45
	212	251	2	0,903	10900	(15,7)	19,5	(27,5)	—	420	740	14
b (2)	215	249	2	0,914	10800	(18,9)	22,1	—	—	300	5	23
c (1)	232	252	2	0,840	11800	—	17,5	21,2	(30,6)	960	6	47
d (2)	235	253	2	0,819	12100	—	(12,6)	14,6	16,7	1505	19	15
	236	250	3	0,152	12100	2,0	1,9	2,1	(2,3)	690	2	2
(2)	233	361	2	0,936	10600	—	27,6	374,	— [2]	600	30	100
(1)	237	360	3	0,166	11100	3,2	3,3	4,8	7,5	1260	6	13

1) $d_3 = 10{,}2$. 2) 10^{-3} cm = 1,03 Skt.

Tabelle XIII. Kupfer, Entlastung.

	Nr.	ϑ	G	γ_{10}	E	d_1	d_2	T	T_1 min	γ_d
a	189	15,8	2	0,831	11800	1,0	1,0	300	20	0,8
	190	15,8	2	0,833	11800	1,0	1,0	600	18	1,5
	191	15,8	1	1,604	11900	2,3	2,5	300	20	1,9
	192	16,0	1	1,602	11900	2,1	2,4	600	20	2,1
b	218	15,1	2	0,813	12100	—	0,3	300	15	3,1
	219	15,1	1	1,564	12200	—	0,5	300	5	1,6
c	222	13,3	2	(0,767)	13000	—	(0,1)	300	10	7,7
	225	14,6	2	0,758	13000	(0,1)	(0,1)	300	10	0,3
a (1)	196	58	2	0,837	11800	1,4	2,0	300	10	0,9
c (2)	226	61	2	0,770	12900	0,5	0,5	300	10	5,5
	227	60	2	0,763	13000	0,4	0,6	300	10	2,4
a (1)	198	99	2	0,848	11600	3,0	3,6	300	30	4,6
a (2)	201	153	2	0,856	11500	4,6	5,5	300	32	2,6
b (2)	216	150	2	0,841	11700	(2,3)	3,1	300	25	3,0
c (1)	230	151	2	0,786	12600	5,2	7,2	300	95	0,7
d (1)	239	152	2	0,747	13400	3,9	5,2	300	12	12,4
a (2)	205	200	2	0,860	11500	5,7	6,0	300	25	5,8
a (4)	206	255	2	0,896	11000	9,8	12,0	300	15	26,6
	208	250	2	0,905	10900	13,0	15,8	300	23	35,3
	210	251	2	0,911	10800	—	16,2	300	30	28,0
	213	252	2	0,907	10900	13,9	16,9	300	65	14,0
b (2)	214	249	2	0,920	10700	—	19,2	300	20	29,0
c (1)	231	251	2	0,845	11700	—	(13,6)	300	30	51,5
d (2)	234	252	2	0,819	12100	11,8	12,0	300	15	15,8
(1)	238	252	2	0,825	12000	12,3	12,3	300	20	16,2
(1)	243	251	2	0,826	12000	12,4	12,4	300	20	14,2
(2)	233	361	2	0,936	10600	16,8	17,6[1]	600	30	100[1]

1) 10^{-3} cm = 1,03 Skt.

Stunden bei schätzungsweise 500 bis 600° geglüht, also weich gemacht, und danach von neuem im Meßgestell bei aufsteigender (c) und absteigender (d) Temperatur bis 360° untersucht; der E-Versuch 243 bei 250° wurde zum Schluß für sich gemacht, um die Reproduzierbarkeit zu prüfen.

Nach jeder Erwärmung hat der Elastizitätsmodul, nach dem Glühen besonders stark, zugenommen, was hier wohl ohne weiteres durch Rekristallisation zu deuten ist[1]); nur bei 250° b ist E nach der Erwärmung auf 300° etwas kleiner als vorher bei a. Nach dem Glühen war der Draht sehr viel weicher, sein Widerstand gegen plastische Deformation geringer (die Elastizitätsgrenze niedriger) geworden, der Widerstand gegen elastische (reversible) Verbiegung aber gestiegen. Es kam daher auch leicht einmal vor, daß y_{10} durch einen Stoß beim Gewichtsaufsetzen zu groß wurde; dann fällt aber auch y_d aus den übrigen Werten heraus, so daß man den Fehler mit genügender Sicherheit korrigieren kann (als Beispiel ist in Tabelle XIII Nr. 222, verglichen mit 225, unkorrigiert gelassen). — Die maximale Dilatation war bei der größten Durchbiegung von rund 1,6 cm etwa 0,00037; bei den meisten Versuchen, beim weichen Draht durchweg, betrug sie nur ungefähr die Hälfte davon.

Die Nachwirkung hat nach Erwärmung wie bei Glas abgenommen, bei dem harten wie bei dem weichen Draht für sich. Hervorzuheben ist aber, daß sie nach dem Glühen zunächst in Gruppe c und d größer war als in b, was sich erst bei 250° änderte, und daß sie nicht einfach unterhalb der Glühtemperatur reproduzierbar, sondern in Gruppe d wieder kleiner war als in c, wo die Werte von y_d besonders groß sind. Bei den Versuchen a wurde die Akkommodation mit steigender Temperatur erheblich, so daß dann Superposition der E-Kurven nicht zu erwarten ist.

Bei Zimmertemperatur war die Nachwirkung so gering, daß in Tabelle XII $d_1 + d_2$ und $d_3 + d_1$ angegeben ist, $d_1 + d_2$ auch noch bei 60°. Bei der geringen Steigung erscheinen die Kurven ziemlich geradlinig, obwohl sich hier die kleinen Störungen stark bemerkbar machen. Doch war bei dem weichen Draht, und bei größerer Belastung auch bei dem harten, schon eine Krümmung zu erkennen. Die Proportionalität zwischen Nachwirkung und Belastung ist hier nicht gut zu beurteilen, ebenso die Superposition.

1) Nach einer Angabe in G. Tammann, Lehrb. d. Metallogr., 2. Aufl., S. 107 findet das Umgekehrte statt: durch Weichmachen soll E erniedrigt werden (vgl. hierzu R. Becker, a. a. O., S. 201); es kommt wohl auf die Art der Beanspruchung an.

Bei 100° überlagerte sich bei a 199, wie aus der Größe von y_d zu ersehen, der Nachwirkung schon ein Fließen, das überhaupt bei den Metallen bei relativ niedrigen Temperaturen, weit unter ihrem Schmelzpunkt, merklich wurde; doch war dann die Nachwirkung meistens so groß, daß sie zu Anfang des Versuchs wenigstens bei weitem überwog. Außerdem können, ehe der Stab in einen gewissen stabilen inneren Zustand (durch mehrfache Belastung und Erwärmung) gekommen ist, Unregelmäßigkeiten bei den B-Kurven anscheinend dadurch vorkommen, daß zeitweise stärkeres Fließen auftritt. Bei einem andern Kupferdraht ging ferner (bei Zimmertemperatur) eine anfangs geradlinige B Kurve mit der Steigung 2,8 allmählich zwischen 100 und 1800 Sek. in eine andere mit der Steigung 7,2 über, die bis 8400 Sek. verfolgt wurde; bei der gleich nach Entlastungsrückkehr angestellten Wiederholung des Versuchs trat wieder die erste Gerade und erst nach 1600 Sek. merkliche Abweichung von ihr auf.

Bei 150° verläuft der B-Versuch b 217 (Fig. 2) zu Anfang flacher als a 202, wird ihm aber von 200 Sek. an ziemlich parallel, so daß gewissermaßen der Einfluß der voraufgegangenen Erwärmung ausgelöscht erscheint. Die aus 217 direkt ermittelte E-Kurve stimmt mit der wirklichen 216 gut überein [Tabelle XIV; Fig. 2, (217)]

Tabelle XIV.

t	(217)	216
10	11.1	11.1
30	9.0	9.1
90	7.0	6.9
300	4.5	4.3
900	(2.4)	2.3

gestrichelt]; die kleine Differenz liegt wie bei Glas im Sinne größerer Steilheit der letzteren. Bei den Versuchen d erscheint die (wegen des späten Beginns von 240 nur für ein kurzes Stück bestimmte) superponierte E-Kurve (240) gegen die beobachtete 239 ebenfalls etwas zu flach (Tab. XV; Fig. 2).

Tabelle XV.

t	(240)	239
30	12.9	12.9
90	9.1	8.8
300	5.7	5.1

Bei 250° brachte die allmähliche Akkommodation auffälligerweise eine Vergrößerung der Nachwirkung in Gruppe a mit sich, und die nach eintägiger Erwärmung auf 300° gemachten

Versuche b zeigten noch eine weitere Erhöhung der d_2-Werte[1]; die letzteren haben für B- und E-Versuch wieder annähernd gleiche Steigung. Bei den Versuchen d war die Akkommodation nicht mehr merklich. Als Beispiel der Anwendbarkeit der Potenzformel ist in Tabelle XVI

Tabelle XVI.

t	235	$n = 0{,}1$ $(a = 76.0)$	t	234	$n = 0{,}1$ $(a = 76.0)$
35	59.0	58.4	50	108.4	107.9
50	62.6	62.2	25	101.5	101.5
100	70.5	70.4	10	92.2	92.2
250	82.0	82.0	5	85.0	84.7
500	91.5	91.5	3	79.7	78.9
1000	101.7	101.4	1.5	71.4	70.2
1250	105.2	105.1			
1600	109.2	109.0			

Nr. 235 und 234 (Fig. 2) dargestellt. Die berechnete E-Kurve ist etwas zu stark gekrümmt; doch darf man eigentlich nur das mittlere Stück nehmen, da die Enden zu weite Extrapolation der B-Kurve erfordern; wenn man sich auf das beobachtete Stück der letzteren beschränkt, liefert die direkte Superposition gute Übereinstimmung (Tabelle XVII), mit einer Differenz innerhalb der Beobachtungsfehler, allerdings wie gewöhnlich im Sinne größerer Steilheit der wirklichen E-Kurve.

Bei 360° war das Fließen schon so stark (unbelastet ungefähr 9 Skalenteile pro Stunde), daß die E-Kurve bedeutend flacher verläuft

Tabelle XVII.

t	(235)	234
30	28.5	28.5
90	18.8	18.6
300	9.7	9.5
900	4.7	4.2

als die B-Kurve. Auch war die Nachwirkung zu groß für die Beobachtung im Mikroskop; B- und E-Kurve 233 wurde deshalb in einem Versuch im Fernrohr auf der Glasskala bestimmt (daher sind die d-Werte und γ_d in 10^{-3} cm angegeben). Der spätere Versuch 237 mit sehr kleiner Belastung zeigt bei größerem E Nachwirkung und Fließen mehr als proportional verringert; wegen des starken Fließens wurden die Versuche nicht fortgesetzt.

Einige Versuche wurden ferner an einem harten Messingdraht gemacht (Tabelle XVIII und XIX), der mit Blei in die passende Bohrung eines dickeren Stabes eingelötet war. Seine Dimensionen waren: Länge 37,5 cm, Durchmesser 2,01 mm (2,00 bis 2,02 mm); Zeiger 3,35 cm. Als Gewichte wurden benutzt $G_1 = 5{,}011$ g und $G_2 = 3{,}588$ g.

Die Versuche vor bzw. nach der Höchsttemperatur von 300° sind wieder mit a bzw. b bezeichnet. Die letzteren zeigen stark verringerte Nachwirkung, die bei Zimmertemperatur durch kleine Störungen schon nahezu verdeckt wurde. Der Elastizitätsmodul ist wieder bei b etwas

Tabelle XVIII. Messing, Belastung.

	Nr.	ϑ	G	γ_{10}	E	d_1	d_2	d_3	d_4	T	$T_{1\min}$	γ_d
a	249	15,8	1	1,049	11900		0.7		(0,7)	(0.4)	480	3	1
a (1)	250	101	1	1,078	11600	1,0	1,2	2.7	—	550	2	6
	251	101	1	1.078	11600	—	1,0	1,9	(4.2)	660	4	4
a (2)	255	202	1	1.112	11200	12.2	19.8	28,4	—	540	8	24
(1)	256	300	1	(1.285)	(9700)	42.5	68.5	89,0	— [1])	600	20	129

1) 10^{-3} cm = 1,03 Skt.

Tabelle XIX. Messing, Entlastung.

	Nr.	ϑ	G	γ_{10}	E	d_1	d_2	T	$T_{1\min}$	γ_d
a	247	15,9	1	1,047	11900	—	0,3	300	5	— 1.3
	248	15,8	2	0,757	11800	(0,25)	(0,25)	300	7	1,0
a (1)	252	101	1	1,078	11600	(0,7)	0,7	300	5	2,1
b (1)	258	102	1	1,045	11900	—	0,5	300	5	1,7
a (2)	253	201—205	1	1,109	11200	—	16.7	300	44	7.6
	254	202	1	1,110	11200	11,7	16,8	300	38	6.6
b (1)	257	202	1	(1,09)	(11400)	6,1	10,8	300	11	9,6
(1)	256	300	1	(1,285)	(9700)	49.5	53.5 [1])	600	20	129 [1])

1) 10^{-3} cm = 1,03 Skt.

1) Hier war auch E nach der Erwärmung ausnahmsweise kleiner geworden.

vergrößert. Die maximale Dilatation blieb unter 0,00023.

Tabelle XX.

t	255	$n = 0{,}37$ $(a = 9{,}72)$	t	254	$n = 0{,}37$ $(a = 9{,}72)$
6	23,1	23.0	50	83.9	83.9
10	29,9	26,9	10	70,5	69.9
54	46,9	46,6	3	52,8	53,0
100	58.8	58,5	1,5	36.4	38.3
496	100,7	100,6			

Tabelle XXI.

t	(255)	254
6	63.0	63.0
10	59,5	59.7
30	50,1	50,6
90	36,6	38,3
300	22,1	23.1

Die Versuche a 250, 251 bei 100° zeigen wieder Akkommodation, aber noch sehr kleine d-Werte. Bei 200° dagegen sind diese auf etwa das Zehnfache gestiegen. Die Versuche wurden erst am zweiten Tage gemacht, wo unbelastet der Zeiger noch einen (gegen die Nachwirkung kleinen) Gang von 2 bis 3 Skalenteilen pro Stunde hatte. In Tabelle XX sind sie (a 255 und 254, Fig. 2, mit halbierter y-Teilung) durch eine Potenzformel dargestellt. Die berechnete und die graphisch ermittelte E-Kurve (Tabelle XXI) ist diesmal etwas steiler als die wirkliche, was aber wahrscheinlich durch das überlagerte Fließen zustandekommt. Der E-Versuch b 257 bei 200° verläuft flacher, aber mit stärkerer Krümmung als a 254.

Bei 300° war das Fließen schon sehr stark (Beobachtung mit Fernrohr), und die Versuche wurden daher eingestellt.

Schließlich wurden Versuche an Aluminium gemacht, und zwar an einem Draht von der Länge 38,9 cm, dem Durchmesser 2,73 mm (2,72 bis 2,75 mm); Zeiger 3,45 cm. Er war von 4,92 auf 2,73 mm gezogen worden, wobei das verdickte Ende stehen blieb. Als Belastung diente $G_1 = 9{,}333$ g und $G_2 = 5{,}011$ g.

In Tabelle XXII und XXIII sind wieder sämtliche Versuche zusammengestellt. Auch hier

Tabelle XXII. Aluminium, Belastung.

	Nr.	ϑ	G	y_{10}	E	d_1	d_2	d_3	d_4	T	$T_{1\,min}$	y_d
a	261	17.4	2	0,583	6900	—	(1,9)	2,5	3,2	960	10	3
	262	17,0	1	1,083	6900	2,8	3,8	4,8	6,4	1260	5	9
b	275	17,9	2	0,571	7050	—	(1,6)	2.0	2,7	725	2	3
	276	18,4	1	1,064	7000	1,9	2.9	3.9	(5,1)	720	23	1
a (1)	264	101	2	0,621	6450	—	—	19,8	(32)	570	5	30
b (2)	272	102	2	0,604	6050	3 9	4,5	5,5	6,5	780	9	5
a (2)	265	200	2	0,723	5550	24 7	35,3	44,5	(54) [1]	600	25	37
b (1)	269	203	2	0,675	5950	17,3	20,0	25,5	(33,5)	600	20	23
(1)	281	203	1	1,192	6250	(25)	30,5	49.5	(71)	600	12	59
(3)	266	303	2	(0,992)	(4050)	(81)	138	255	—	360	10	448
	267	300	2	(0,826)	(4850)	(57)	86	130	(260)	600	15—32	251
	268	298	2	0,817	4900	47	65	(100)	—	300	19—32	68

1) Von hier ab 10^{-3} cm = 1,03 Skt.

Tabelle XXIII. Aluminium, Entlastung.

	Nr.	ϑ	G	y_{10}	E	d_1	d_2	T	$T_{1\,min}$	y_d
a	259	17.2	2	0,581	6900	1,3	1,8	300	10	3,3
	260	17,1	1	1,032	6900	2,6	3.5	300	10	2,9
b	273	18.0	2	0.574	7000	1,0	1,4	300	13	2,9
	274	18,0	2	1,062	7000	2,3	2,9	300	15	3,8
a (1)	263	101	2	0.623	6450	8,3	10,1	300	10	21,4
b (2)	270	100	2	0,600	6700	4.4	4,7	300	31	1.4
	271	100	2	0,601	6700	4 3	4,5	300	18	1,8
a (2)	265	200	2	0.723	5550	31.7	53,5 [1]	600	25	37 [1]
b (1)	269	203	1	0,675	5950	16.5	19,3	600	20	23
(1)	281	205	1	1,192	6250	—	40,0	600	12	59
(3)	266	303	2	(0,992)	(4050)	(48)	66	360	10	448
	267	300	2	(0,826)	(4850)	(50)	58	600	15—32	251
	268	298	2	0,817	4900	(41)	55	300	19—32	68

1) Von hier ab 10^{-3} cm = 1,03 Skt.

ist der Elastizitätsmodul nach der Erwärmung auf die Höchsttemperatur von 300° etwas kleiner geworden. Die maximale Dilatation betrug etwa 0,00029.

Tabelle XXIV.

t	262	$n = 0.23$ ($a = 5.56$)	261	$n = 0.23$ ($a = 5.56$)
10	88.7	88.6		
30	91.4	91.4		
100	95.3	95.3	101.7	101.7
300	99.8	99.8	104.1	104.1
1000	106.5	106.4	107.5	107.6
1200	107.7	107.6		

Die Nachwirkungskurven hatten schon bei Zimmertemperatur eine erhebliche Krümmung. Die B-Versuche a 262 und 261 (Fig. 2) mit G_1 bzw. G_2 sind in Tabelle XXIV wieder durch eine Potenzformel dargestellt, wobei sich die Proportionalität mit der Belastung erfüllt zeigt. Auch die Superposition gilt mit ähnlicher Annäherung wie früher bei beiden Belastungen, wie Tabelle XXV an den graphisch bestimmten E-Kurven zeigt. In dieser Tabelle sind zugleich die E-Versuche b 274 und 273 mit den aus den B-Versuchen b 276 bzw. 275 ermittelten Werten verglichen. Gegenüber den letzteren sind die wirklichen E-Kurven wie gewöhnlich ein wenig steiler, während es bei Gruppe a umgekehrt ist, was aber wohl mit dem relativ großen y_d (Fließen) zusammenhängt.

Tabelle XXV.

t	(262)	260	(276)	274	t	(261)	259	(275)	273
10	11.3	11.3	8.7	8.7	60	3.7	3.7	3.0	3.0
15	10.5	10.5	8.1	8.0	200	2.3	2.3	1.9	1.8
30	8.9	9.0	7.1	6.7	600	1.2	1.4	1.1	0.9
90	6.2	6.5	5.0	4.5					
300	3.7	3.9	2.7	2.1					

Die Versuche a bei 100° zeigten schon starkes Fließen und daher nicht Superposition; diese ist dafür bei den Versuchen b 272 und 271 wieder mit der gewöhnlichen kleinen Abweichung erfüllt (Tabelle XXVI).

Tabelle XXVI.

t	(272)	271
10	14.0	14.0
30	10.6	10.1
90	7.2	6.5
300	3.7	3.3
600	2.4	2.1

Bei 200° mußte wegen der großen Nachwirkungsgeschwindigkeit wieder das Fernrohr zur Beobachtung benutzt werden (Fig. 2, 269 B und 269 E; 1 Ordinateneinheit = 2,06 Mikrometerteile). Wenn man die B-Kurve ein kurzes Stück extrapoliert, erhält man auch hier genügend genau ein Stück der E-Kurve (Tabelle XXVII).

Tabelle XXVII.

t	(269 B)	269 E
10	80.0	80.0
30	65.3	65.6
70	53.0	53.4

Der Versuch 281 mit größerer Belastung wurde am Schluß für sich gemacht. Der Elastizitätsmodul war bei ihm ziemlich gestiegen, trotzdem war y_d verhältnismäßig groß und Belastungsproportionalität im Vergleich zu 269 nicht vorhanden; anscheinend war bei letzterem die Akkommodation noch nicht beendet.

Auch die Versuche bei 300° zeigen diese sehr stark; der erste ist etwa drei Stunden nach Temperatureinstellung gemacht, die beiden andern erst am dritten Tage. Wegen der Größe des Fließens schon bei unbelastetem Stab (er wurde während des zweiten Tages am Ofendeckel gestützt) konnte wieder eine stabile Einstellung nicht erreicht werden, so daß sich die B-Kurven stark unterscheiden, während die E-Kurven unter sich besser übereinstimmen. Der Anfang von 268 E ergibt sich sogar recht gut aus der extrapolierten B-Kurve 268 B (Tabelle XXVIII), ein Zeichen dafür, daß zu Anfang die reine Nachwirkung gegenüber dem Fließen noch bei weitem überwiegt. —

Tabelle XXVIII.

t	(268 B)	268 E
10	210	210
30	173	175
60	148	149

Beim Vergleich der Versuche an den drei Metallen ist folgendes zu bemerken. Aluminium hatte, auf dieselbe Gesamtdurchbiegung bezogen, bei jeder angewendeten Temperatur eine größere

Nachwirkung als Kupfer und Messing, bei Zimmertemperatur etwa von der Größe wie bei Glas. Die Legierung Messing wies bei Zimmertemperatur die geringste Nachwirkung auf, eine kleinere als die seiner Komponenten Kupfer und Zink[1]), aber den größten Anstieg mit der Temperatur.

Zusammenfassung.

1. Es wird eine einfache Apparatur zur Untersuchung der Biegungsnachwirkung von einseitig horizontal eingespannten dünnen Stäben bei verschiedenen Temperaturen beschrieben.

2. Mit diesem Apparat wurden Versuche an amorphem (Glas) und kristallinischem (Kupfer, Messing, Aluminium) Material zwischen 15° und 360° gemacht.

3. Es wurde gefunden, daß die Nachwirkung im allgemeinen bei den untersuchten Materialien schneller als proportional mit dem Logarithmus der Zeit verlief, bei Glas in einem gewissen Temperaturgebiet (ungefähr 150° bis 250°) auch langsamer. Auf längere Zeiten (3000 Sek.) galt jenes Gesetz nur bei bestimmten Temperaturen hinreichend genau, besonders für Glas; sonst war es nur für kurze Zeiten (z. B. bis 100 Sek.) innerhalb der Fehlergrenzen zu verwenden[2]). Gut annähern ließen sich die Belastungskurven, wie schon länger bekannt, durch Interpolationsformeln von der Form $y = y_0 + at^n$ (wobei sich aber die Konstanten a und n wegen der Unschärfe in ihrer Bestimmung als zur Kennzeichnung der Nachwirkung, insbesondere ihrer Temperaturabhängigkeit, nicht geeignet zeigten).

4. Die Entlastungskurven ergaben sich im allgemeinen nur mit gewisser Annäherung durch Superposition aus den Belastungskurven. Gewöhnlich verliefen die so ermittelten Kurven etwas flacher als die wirklichen (mit $\log t$ als Abszisse), bei Glas merklicher als bei den Metallen. Bei letzteren wurde in höheren Temperaturen die Superposition durch der Nachwirkung überlagertes Fließen gestört. Soweit dieses zu vernachlässigen war, bestand Proportionalität der Nachwirkung mit der Belastung.

5. Die Temperaturabhängigkeit der Nachwirkung war bei den Metallen größer als bei Glas, besonders groß bei der Legierung Messing, wo die Zunahme der Deformation in einem bestimmten Zeitintervall bei 300° etwa hundertmal so groß war wie bei 16°). Bei ersteren nahm sie mit der Temperatur stets zu; bei Glas trat in dem unter 3. genannten Temperaturgebiet eine bemerkenswerte Abnahme ein, darauf aber wieder eine starke Zunahme (bei 360° war die Nachwirkung etwa doppelt so groß wie bei 300°). Zu berücksichtigen war bei den höheren Temperaturen die sogenannte Akkommodation, d. h. die erst allmählich erfolgende Einstellung eines bestimmten Nachwirkungsverlaufs, bei Glas sowohl wie bei Metallen.

6. Im übrigen erwies sich die Nachwirkung als sehr stark abhängig von der Vorbehandlung (Erwärmung, Bearbeitung). Durch Erwärmen (auch von Glas), wurde sie im allgemeinen verkleinert (der Elastizitätsmodul nahm hierbei fast stets zu), doch zeigte sich bei gezogenem Kupfer ein komplizierteres Verhalten. Diese Erscheinungen hängen offenbar mit der Rekristallisation zusammen. —

Zum Schluß ist es mir angenehme Pflicht, Herrn Privatdozenten Dr. Bennewitz für sein stetes Interesse an dieser Arbeit und für wertvolle Ratschläge meinen herzlichsten Dank auszusprechen.

Berlin, Physikalisch-chemisches Institut der Universität, 28. September 1925.

(Eingegangen 1. Oktober 1925.)

1) Das letztere läßt sich aus dem Vergleich von Zink und Aluminium in der Dissertat. von Jordan, a. a. O., entnehmen.

2) In diesem Sinne sind die Angaben bei K. Bennewitz, Physik. Zeitschr. **25**, 417, 1924, Tabelle I, über die Versuche zu verstehen, die er zur Vergleichung mit seinen Dekrementmessungen brauchte.

Die Anordnung der Atome in den tetragonalen Kristallen Hg_2Cl_2, Hg_2Br_2, Hg_2J_2 und Berechnung der optischen Doppelbrechung von Hg_2Cl_2.

Von Egil Hylleraas.

Der Zweck dieses Aufsatzes ist, nur eine kurze, vorläufige Übersicht über eine Arbeit zu geben, deren Ergebnisse ich im August 1925 auf einem nordischen Physikerkongreß in Oslo mitgeteilt habe. Die ausführliche Arbeit wird binnen kurzem erscheinen.

Einleitung.

Quecksilberchlorür oder Calomel und das entsprechende Bromid und Jodid bilden kristallographisch eine Gruppe, die verschieden ist von den anderen einwertigen Halogensalzen. Sie sind tetragonal und zeigen ditetragonal-bipyramidale Symmetrie. Das Achsenverhältnis c/a liegt nach Groth[1]) um 1,7.

Quecksilberchlorür steht hinsichtlich der optischen Eigenschaften in einer Sonderstellung. Es besitzt nämlich unter allen optisch ein-

1) Groth, Chem. Kristallographie.

achsigen Kristallen die bisher größte bekannte positive Doppelbrechung. Die Hauptbrechungsindizes für den ordinären beziehungsweise für den extraordinären Strahl sind etwa 2,0 und 2,6. Sie sind gemessen von Des Cloizeau für drei Spektrallinien, eine *Li*-, eine *Na*- und eine *Tl*-Linie, mit den Wellenlängen zirka 6700, 5890 und 5300 Å.

Strukturbestimmung.

Bei der Strukturbestimmung wurde die Debye-Scherrersche Methode angewandt. Mit Hilfe der bekannten Achsenverhältnisse c/a von Hg_2Cl_2 und Hg_2J_2 wurden die Kantenlängen der Elementarzellen und das noch unbekannte Achsenverhältnis von Hg_2Br_2 gefunden. Es ergaben sich folgende Werte der Kantenlängen:

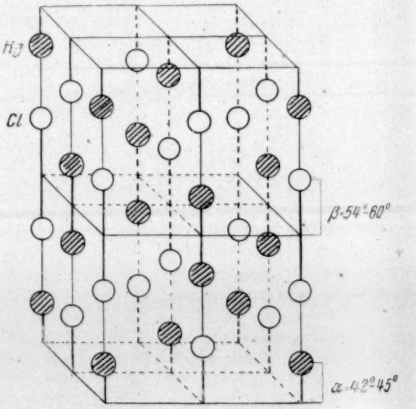
$$Hg_2Cl_2: a = 6{,}30\ \text{Å}, \quad c = 10{,}88\ \text{Å}$$
$$Hg_2Br_2: a = 6{,}61\ \text{Å}, \quad c = 11{,}16\ \text{Å}$$
$$Hg_2J_2: a = 6{,}95\ \text{Å}, \quad c = 11{,}57\ \text{Å}.$$

Da die Dichte von Hg_2Cl_2 bekannt ist, berechnet man leicht, daß die Elementarzelle 8 *Hg*-Atome und 8 Halogen-Atome enthalten muß. Weiter zeigen die identifizierten Reflexionslinien, daß die Kristalle aus lauter flächenzentrierten Gittern aufgebaut sein müssen. Denn die Kristalle reflektieren nicht von Flächen mit gemischten Indizes, während die meisten Flächen mit ungemischten Indizes vom Typus (3, 1, 1), (2, 0, 4) usw. reflektieren. Die Kristalle enthalten also zwei flächenzentrierte *Hg*-Gitter und zwei flächenzentrierte Halogen-Gitter, denn ein flächenzentriertes Gitter enthält ja, wie bekannt, vier Atome pro Elementarzelle. Die Koordinaten der Grundpunkte dieser Gitter sind beziehungsweise [[0,0, α],] [[0,0, $-\alpha$]] und [[0,0, $^1/_2+\beta$]], [[0,0, $^1/_2-\beta$]]. Diese Anordnung entspricht keiner einzigen der Raumgruppen von Niggli[1]). Denn, wie man leicht aus den Tabulierungen von Wyckoff[2]) ersieht, findet sich diese Punktanordnung unter sämtlichen sechs Raumgruppen D^4_{4h}, D^6_{4h}, D^{12}_{4h}, D^{12}_{4h}, D^{14}_{4h}, D^{16}_{4h}, und D^{17}_{4h}. Nur ist die doppelte Zelle als Elementarparallelepiped zu wählen, wodurch ein raumzentriertes Gitter in ein flächenzentriertes übergeht. Gleichzeitig verdoppelt sich die Anzahl der zusammengehörigen Punkte pro Elementarzelle.

Man beschreibt das Gitter am leichtesten, wenn man von dem wohlbekannten *NaCl*-Gitter ausgeht. Jedes *Na*-Atom wird durch zwei *Hg*-Atome mit ihrer Verbindungslinie längs der *c*-Achse ersetzt, in der Weise, daß der Mittelpunkt den Platz des *Na*-Atoms einnimmt. Das *Cl*-Atom wird in ähnlicher Weise durch zwei Halogen-Atome ersetzt. Gibt man nun diesem Gitter die richtigen horizontalen und vertikalen Dimensionen, so hat man das Gitter von Hg_2Cl_2, Hg_2Br_2 und Hg_2J_2.

Die Parameter α und β muß man aus Intensitätsrechnungen bestimmen. Sie bedeuten den halben Abstand zwischen je zwei zusammengehörigen *Hg*-Atomen bzw. Halogen-Atomen in Bruchteilen von *c*. Man findet annäherungsweise: $\alpha = {}^1/_8$, $\beta = {}^1/_6$. Wegen der angewandten Formeln gibt man diese Parameter oft in Graden an. Läßt man die *c*-Kantenlänge 360^0 entsprechen, bekommt man, indem die Parameter nicht exakt angegeben werden können, $\alpha = 42^0$ bis 45^0 und $\beta = 54^0$ bis 60^0. Innerhalb dieser Intervalle liegen dann die Parameter für alle diese drei Verbindungen.

Die Figur zeigt die Anordnung der Atome im Gitter.



Berechnung der Doppelbrechung.

Wegen der starken Doppelbrechung von Hg_2Cl_2 ist dieser Stoff besonders geeignet, um Zusammenhang und Übereinstimmung zwischen Kristallstruktur und optischen Eigenschaften zu prüfen. Eine vollständige Theorie der Gitteroptik ist von Max Born ausgearbeitet[1]. Eine Anwendung der Theorie von Carl Hermann[2]) auf ein spezielles Problem ist mir auch von

1) A. Niggli, Geom. Kristallographie d. Diskontinuums.

2) Wyckoff, Analytical Expressions of the Results of the Theory of Space Groups.

1) Max Born, Dynamik der Kristallgitter; Max Born, Atomtheorie des festen Zustandes in „Enzykl. der mathem. Wissenschaften".

2) Carl Hermann, Über natürliche optische Aktivität der regulären Kristalle, $NaClO_3$ und $NaBrO_3$. Zeitschrift für Physik, **16**, 103, 1923.

Nutzen gewesen, besonders bei der numerischen Berechnung der Gitterpotentiale.

Die elementare Dispersionstheorie nimmt ungekoppelte Resonatoren an, d. h. Schwingungen von einzelnen, unabhängigen Partikeln um feste Zentren, an die sie quasielastisch gebunden sind. Man bekommt auf diese Weise die bekannte Dispersionsformel von P. Drude für isotrope Körper:

$$n^2 - 1 = \frac{4\pi \frac{N_r l_r^2}{m_r}}{\omega_r^2 - \omega^2} + \frac{4\pi \frac{N_v l_v^2}{m_v}}{\omega_v^2 - \omega^2}. \qquad (1)$$

Das erste Glied rührt her von ultraroten Eigenschwingungen, die für gewöhnliches optisches Licht gewöhnlich keine merkbare Rolle spielen, das andere von ultravioletten Eigenschwingungen. Im ersten Falle sind die Partikeln Ionen, im zweiten Elektronen. N_v sind Anzahl pro Volumeinheit, e_v Ladung und m_v Masse der Elektronen. ω ist die Kreisfrequenz des Lichtes, ω_v^2 eine mit der quasielastischen Kraft proportionale Größe. ω_v spielt die Rolle einer Resonanzstelle.

In einem Kristallgitter, wo die Elektronen sowohl unter gegenseitiger Einwirkung als auch unter der Wirkung von umgebenden Ionen schwingen, wird die Sache anders. Die Kraftwirkung der andern Partikeln muß berechnet und in den Bewegungsgleichungen der Elektronen berücksichtigt werden. Dies erfordert die Berechnung einer Reihe von elektrostatischen Gitterpotentialen und ihren Ableitungen. Für kubische Kristalle bekommt man wieder optische Isotropie. Für tetragonale Kristalle hingegen ergeben sich zwei verschiedene Ausdrücke für die zwei Hauptbrechungsindizes n und n', entsprechend Partialschwingungen der Elektronen senkrecht und längs der tetragonalen Achse. Außer ω_v^2 in Formel (1), das die quasielastische Kraft repräsentiert, bekommt man ein Zusatzglied im Nenner, das den Kraftwirkungen der umgebenden Partikeln entspricht.

Bei diesen Berechnungen habe ich folgende Annahmen gemacht: Das Hg_2Cl_2-Gitter ist ein Ionengitter mit einfach geladenen positiven Hg-Ionen und negativen Cl-Ionen. Bei dieser heteropolaren Bindung muß man annehmen, daß die Hg-Ionen, die schon ein Elektron verloren haben und positiv geladen sind, die anderen Elektronen ziemlich fest halten, und daß die Resonanzelektronen, die die Hauptrolle spielen, im Cl-Ion zu suchen sind. Die Anzahl dieser und die quasielastische Kraft, mit der sie an das Cl-Ion gebunden sind, bestimmt man zum Beispiel aus der Dispersionskurve des einen Hauptbrechungsindex und berechnet hieraus den andern Hauptbrechungsindex.

Bei den ersten Berechnungen wurden die Parameter folgendermaßen gewählt, $\alpha = 45^0$, $\beta = 60^0$. Man bekam dann die Formeln:

$$n^2 - 1 = \frac{8}{\Omega_v - 2{,}497 - \Omega},$$
$$n'^2 - 1 = \frac{8}{\Omega_v - 3{,}007 - \Omega}. \qquad (2)$$

Ω_v ist eine mit der quasielastischen Kraft proportionale Größe, die beiden Zahlengrößen repräsentieren die Kraftwirkung des Gitters. Ω ist proportional dem Quadrat der Lichtfrequenz und durch folgende Formel gegeben:

$$\Omega = \frac{\pi c^2 m \Delta}{N e^2 \lambda_0^2} = 48{,}24 \cdot 10^{-10} \cdot \frac{1}{N \lambda_0^2}. \qquad (3)$$

c ist die Geschwindigkeit des Lichtes, e und m Ladung und Masse des Elektrons, Δ das Volumen der Elementarzelle, λ_0 die Wellenlänge des Lichtes im Vakuum, und N ist die Anzahl der Resonanzelektronen im Cl-Ion.

Tabelle I gibt die berechneten und beobachteten Hauptbrechungsindizes wieder. N ist gleich 5 und Ω gleich 5,539 gesetzt.

Tabelle I.

	n		n'	
	berechnet	beobachtet	berechnet	beobachtet
Li	1,9569	1,9556	2,1099	2,6006
Na . . .	1,9732	1,9733	2,1326	2,6559
Tl	1,9893	1,9908	2,1551	2,7129

Dieses Modell gibt also, wie aus der Tabelle I hervorgeht, ganz richtig positive Doppelbrechung, aber bei weitem nicht stark genug. Ich ging daher noch einen Schritt weiter, indem ich untersuchen wollte, wie sich die Doppelbrechung mit den Parametern α und β ändere. Die früher erwähnten elektrostatischen Gitterpotentiale wurden für verschiedene, diskrete Parameterwerte berechnet und in den Zwischenräumen durch Interpolation gefunden. Es zeigte sich sogleich, daß Änderungen des Parameters α, also Verschiebungen der positiv geladenen Hg-Ionen, eine untergeordnete Rolle spielten im Verhältnis zu Änderungen von β, also den Verschiebungen der negativen Cl-Ionen, welche die Träger der Resonanzelektronen sind. Ich rechnete daher weiter mit $\alpha = 45^0$. Als der günstigste Wert von β wurde bald $\beta = 54^0$—55^0 gefunden, was also in Wirklichkeit einer relativ kleinen Verschiebung der Cl-Ionen entspricht, die innerhalb der durch Röntgenanalyse gefundenen Grenzen liegt.

Die Größe der Doppelbrechung kann man also durch geeignete Wahl von β richtig her-

stellen. Wir haben aber noch einen anderen Fehler zu beseitigen. Wie man aus den zwei ersten Kolonnen der Tabelle I ersieht, ist die Abhängigkeit des berechneten Brechungsindex von der Wellenlänge nicht die richtige. Die aus der Dispersionskurve berechnete Zahl N ist nicht 5 wie die bei der Berechnung angewandte, sondern 4,5 bis 4,6. Dies habe ich in der Weise gedeutet, daß man mit vier gleichwertigen oder angenähert gleichwertigen, locker gebundenen, und einem, oder möglicherweise mehreren fester gebundenen Elektronen zu tun habe. Ob man diese letzteren an das Hg-Ion oder an das Cl-Ion gebunden annimmt, macht keinen großen Unterschied. Ich habe, um die Rechnungen nicht übermäßig zu komplizieren, mit vier äußeren und einem inneren Elektron im Cl-Ion gerechnet. Durch geeignete Wahl der quasielastischen Kräfte und des Parameters β kann man völlige Übereinstimmung zwischen berechneten und beobachteten Brechungsindizes erreichen. — Bei $\beta = 54{,}30^0$ bekam ich folgende Formeln:

$$\left.\begin{aligned} n^2 - 1 &= \frac{7{,}1138}{\Omega_{\nu_1} - 1{,}8535 - \Omega} + \frac{0{,}8862}{\Omega_{\nu_1} + 6{,}4507 - \Omega} \\ n'^2 - 1 &= \frac{7{,}3286}{\Omega_{\nu_1} - 3{,}1581 - \Omega} + \frac{0{,}6714}{\Omega_{\nu_1} + 6{,}1632 - \Omega} \end{aligned}\right| \qquad (4)$$

Ω_{ν_1} ist proportional der quasielastischen Kraft der vier äußeren Elektronen. Eine entsprechende Größe für das innere Elektron, Ω_{ν_2}, geht in die Formeln nicht ein, weil sie von vornherein in ein bestimmtes Abhängigkeitsverhältnis von Ω_{ν_1} gesetzt ist. Die beste Übereinstimmung ergibt sich bei $\Omega_{\nu_1} = 4{,}6595$. Dann ist $\Omega_{\nu_2} = 11{,}3927$. Das Resultat ist in Tabelle II angegeben.

Tabelle II.

	n		n'	
	berechnet	beobachtet	berechnet	beobachtet
Li	1,0561	1,0556	2,5995	2,6006
Na	1,9738	1,9733	2,6560	2,6559
Tl	1,9909	1,9908	2,7125	2,7129

Bei Annahme ungekoppelter Resonatoren würden die Dispersionsformeln lauten

$$n^2 - 1 = n'^2 - 1 = \frac{6{,}4}{\Omega_{\nu_1} - \Omega} + \frac{1{,}6}{\Omega_{\nu_2} - \Omega}. \qquad (5)$$

Wie man aus der Tabelle II ersieht, ist die Übereinstimmung beinahe vollkommen.

Es wäre natürlicherweise von großem Interesse, wenn die Messungen der Brechungsindizes von Hg_2Cl_2 weiter gegen den violetten und ultravioletten Teil des Spektrums ausgedehnt wären. Man könnte dann sehen, wie weit meine Formeln ausreichen, um die Verhältnisse der Brechung in ihrer vollen Ausdehnung richtig wiederzugeben.

Man muß erstaunen über die starke Abhängigkeit der Doppelbrechung von dem Parameter β, d. h. der Lage der Atome, die die Hauptmasse der Dispersionselektronen tragen. Die Doppelbrechung fordert also, wenigstens für diese Atome, eine weit genauere Parameterangabe, als man sie durch Röntgenanalyse erreichen kann. Es ist daher nicht unwahrscheinlich, daß man mit Hilfe der Doppelbrechung viele tetragonale und hexagonale Kristallstrukturen kontrollieren und die Parameterbestimmungen verbessern könnte, vorausgesetzt daß die Strukturangaben in den Hauptzügen richtig sind.

Diese Arbeit ist im Physikalischen Institut in Oslo ausgeführt. Ich nehme gern die Gelegenheit wahr, Herrn Professor L. Vegard, der mir freundlichst sein Laboratorium zur Verfügung gestellt und auch sonst in vorzüglichster Weise unterstützt hat, meinen besten Dank auszusprechen.

Oslo, Physikalisches Institut, Oktober 1925.

(Eingegangen 26. Oktober 1925.)

Preßluftmesser.

Von Dipl.-Ing. Welisek.

Der Demag-Luftmesser, System Heinrichs, dient zur Messung der eine Druckluftleitung durchströmenden Luftmenge; er beruht auf dem Prinzip der sogenannten Luxschen Fliege und besteht im wesentlichen aus einem kegeligen, sich nach oben erweiternden geeichten Metallrohr mit Schauglas (Fig. 1 u. 2), das dauernd oder zeitweilig in die Preßluftleitung eingeschaltet wird. Der Luftmesser wird für Luftmengen von 1,5 bis 5 cbm Ansaugeluft in der Minute gebaut. Da er bei großer Einfachheit keine empfindlichen Teile aufweist, leistet er Gewähr für lange Lebensdauer und zuverlässiges Arbeiten.

Die Luft tritt unter konstantem Druck durch die Einlaßöffnung in das Rohr, das auf einem Ringansatz des Gehäuses ruht und gegen dieses durch eine Stopfbüchse mit Gummiring abgedichtet ist, und treibt den auf einer Metallstange gleitenden Aluminiumschwimmer nach oben. Je nach der Menge der den Luftmesser

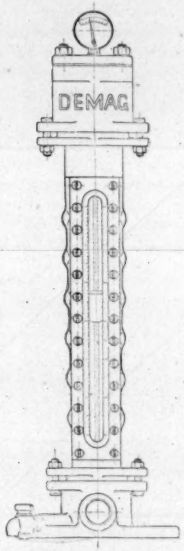


Fig. 1.

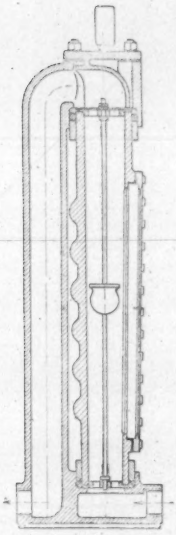


Fig. 2.

durchströmenden Luft bleibt der Schwimmer in einer bestimmten Höhenlage stehen. Die an dem Metallrohr angebrachte Teilung gestattet für einen Betriebsdruck von 6 Atm. Überdruck die der durchströmenden Druckluftmenge entsprechende, angesaugte Luftmenge von atmosphärischer Spannung in Kubikmetern in der Minute unmittelbar abzulesen. Die Genauigkeit des Preßluftmessers liegt in den Grenzen + 1 v. H. Die höchste Stellung des Schwimmers wird durch eine Feder begrenzt. Von dort aus wird die Luft durch das Gehäuse dem Ausgangsstutzen zugeführt. Der Schwimmer wird durch den zur Erzeugung der größeren Luftgeschwindigkeit zwischen Schwimmer und Wandung bedingten Druckunterschied um so höher getrieben, je größer die durchströmende Luftmenge in der Zeiteinheit ist.

Unter der Voraussetzung kleiner Druckunterschiede zwischen der engsten Stelle und unterhalb des Schwimmers ist die Auftriebskraft für die Flächeneinheit:

$$\triangle p = C \cdot \gamma_1 \cdot v_1^2,$$

wobei γ_1 das spezifische Gewicht der Luft und v_1 die Luftgeschwindigkeit bedeuten. C ist eine Konstante, die von der Lage des Schwimmers abhängig ist. Hebt ein Gas von dem spezifischen Gewicht γ_2 den Schwimmer auf die gleiche Höhe, d. h. ist die Auftriebskraft in beiden Fällen gleich, dann ist

$$\triangle p = C \cdot \gamma_2 \cdot v_2^2.$$

Aus beiden Gleichungen ergibt sich

$$\gamma_1 \cdot v_1^2 = \gamma_2 \cdot v_2^2,$$

woraus wiederum folgt:

$$\frac{v_1^2}{v_2^2} = \frac{\gamma_2}{\gamma_1} \quad \text{bzw.} \quad \frac{v_1}{v_2} = \sqrt{\frac{\gamma_2}{\gamma_1}},$$

d. h. bei gleichem Schwimmerstande verhalten sich die Geschwindigkeiten der durchströmenden Luft umgekehrt wie die Quadratwurzeln aus den spezifischen Gewichten. Ist also die Durchströmungsgeschwindigkeit eines Gases von bestimmter Dichte bekannt, so läßt sich daraus diejenige eines Gases von anderer, bekannter Dichte berechnen. Beim gleichen Gas, aber verschiedenen Betriebsdrucken erhält man für die Auftriebskraft des Gases, für die Flächeneinheit gegen die Schwere des Schwimmers für die beiden Drucke p_1 bzw. p_2:

$$p = k \cdot p_1 \cdot v_1^2 \qquad p = k \cdot p_2 \cdot v_2^2,$$

woraus folgt:

$$v_2 = v_1 \cdot \sqrt{\frac{p_1}{p_2}}.$$

Strömt durch den Luftmesser bei dem Druck p_1 das Volumen V_1 und bei dem Druck p_2

das Volumen V_2, so gelten bei gleicher Schwimmerlage die Kontinuitätsgleichungen:

$$V_1 = F v_1 \qquad V_2 = F r_2,$$

wobei F der Durchströmungsquerschnitt ist. Mithin gilt die Beziehung

$$V_2 = V_1 \sqrt{\frac{p_1}{p_2}},$$

d. h. bei gleichem Schwimmerstande verhalten sich die Volumen wie die Wurzeln aus den absoluten Drucken.

Die Rohrskala des Preßluftmessers ist für einen Betriebsdruck von 6 Atm. ($p_1 = 7$ Atm. abs.) für verschiedene Schwimmerstellungen geeicht. Für Betriebsdrucke p_2, welche von dem Normaldruck $p_1 = 7$ Atm. abweichen, ist die direkte Angabe der Skala mit dem Faktor $\sqrt{\frac{p_1}{p_2}}$ zu multiplizieren. Dieser Faktor ist auf einer dem Luftmesser beigegebenen Kurventafel für Drucke zwischen 3 und 8 Atm. angegeben.

(Eingegangen 30. September 1925.)

VORTRÄGE UND DISKUSSIONEN DES III. DEUTSCHEN PHYSIKERTAGES IN DANZIG VOM 10.—16. SEPTEMBER 1925.

Walther Gerlach (Tübingen), Experimentelle Forschungen über das Magneton.

Es ist noch gar nicht lange her, daß man das Problem des Magnetismus durch völlige Erfassung der ferromagnetischen Eigenschaften verstehen zu können hoffte. Heute liegt das ganz anders: Das ferromagnetische Problem ist nur ein Spezialfall, dessen Aufklärung durch besonders komplizierte Verhältnisse erschwert ist. Der Weg, den die Forschung hier zu gehen hat, scheint ziemlich klar vorgezeichnet, der Gesichtspunkt ist derselbe, den man überhaupt immer mehr bei der Erforschung des festen Zustandes berücksichtigt: Kristallisationszustände, Kristallform sind verantwortlich für die scheinbar komplizierten Magnetisierungsvorgänge der Ferromagnetika.

Die ältere ferromagnetische Forschung steht zur modernen atommagnetischen Forschung etwa im gleichen Verhältnis wie die klassische kinetische Theorie der Materie zur modernen Theorie der Atom- und Molekülkräfte, d. h. zur Erklärung derselben durch Eigenschaften der Einzelatome. Die atommagnetische Forschung ist bestrebt, die magnetische Eigenschaft als Elementarvorgang zu erkennen und in Beziehung zu bringen zu den aus Untersuchungen auf anderen Gebieten erhaltenen Ergebnissen der Atomforschung. In der Tat muß man ja auch von einer vollkommenen Theorie des Atoms erwarten, daß sie die magnetischen Eigenschaften eines Atoms — sofern ein Atom überhaupt solche haben kann — ebenso wie etwa seine chemischen Eigenheiten widergibt. Dieser rein atomistische Weg ist heute auf zwei gänzlich verschiedenen experimentellen Wegen beschritten: in der Untersuchung des einzelnen freien Atoms bezüglich seiner Reaktion als Ganzes auf äußere magnetische Kräfte (Atomstrahlversuch) und der Veränderung im Ablauf von Vorgängen innerhalb des Atoms durch äußere magnetische Kräfte. (Zeemaneffekt). — Beide treffen sich in der allgemeinen Quantentheorie der magnetischen Kräfte, der Theorie der Richtungsquantelung.

Eine Art Mittelstellung zwischen makroskopischer und rein atomistischer Betrachtungsweise nehmen die Untersuchungen ein, welche aus Messungen an definierten makroskopischen Substanzen auf die magnetische Eigenschaft einzelner in ihnen vorhandenen Atome oder Moleküle zu schließen versuchen (Ausgangspunkt der Weissschen Magnetonentheorie), indem z. B. eine an makroskopischem Material bestimmte magnetische Konstante auf die einzelnen in ihm vorhandenen Atome oder Moleküle aufgeteilt wird, wie man das in vielen anderen Gebieten auch tut (Atomwärmen, Atom- und Molekülrefraktion u. dgl. m.)

Wir wollen uns zunächst mit der rein atomistischen Betrachtungsweise, mit der experimentellen Untersuchung der magnetischen Eigenschaften eines einzelnen Atoms befassen, die wir wohl als die Grundfrage des ganzen magnetischen Problems heute betrachten. Der Weg der Forschung ist durch die Bohrsche Theorie bestimmt, welche ganz überraschend einfach ist. Es ist die Quantentheorie des Elementarstroms, des Molekularstroms, welcher schon in Ampère-Webers phänomenologischer Theorie den Magnetismus erklären soll. Wir gehen aus von dem Wasserstoffatommodell, d. h. von einem H-Atom selbst oder einem wasserstoffähnlichen Atom.

Ein positiver Kern als Atomrumpf wird von einem ausgezeichneten „Valenz"-Leucht-Elektron umkreist. Die magnetische Wirkung eines Kreisstroms ist äquivalent der Wirkung eines Magneten vom magnetischen Moment m, welcher sich für den Kreisstrom aus Ladung der Elektronen ε, Geschwindigkeit des Umlaufs $\frac{\omega}{2\pi}$ und umschriebener Fläche πa^2 berechnet $m = \varepsilon \frac{\omega}{2\pi} \pi a^2$. Das ist klassische Theorie.

Ein Atom solcher Art hat aber auch ein Impulsmoment, das sich berechnet zu $J = \mu \omega a^2$. Das ist auch klassisch.

Wir sehen also, daß Impulsmoment und magnetisches Moment in der einfachen Beziehung stehen

$$M = \tfrac{1}{2} \frac{\varepsilon}{\mu} J.$$

Nun kommt die Quantentheorie, welche das Impulsmoment zahlenmäßig festsetzt, nämlich gleich $\pm \frac{h}{2\pi}$ für ein Atom der betrachteten Art, also gleich $\frac{nh}{2\pi}$ für Atome mit mehr zum Impulsmoment beitragenden Elektronen, wobei n nicht die Zahl der Elektronen, sondern das ganzzahlig Vielfache der Impulsmomenteinheit als Resultante aller Elektronen ist, also prinzipiell jeden ganzzahligen Wert 0, 1, 2 ... annehmen kann. Die Achse des magnetischen Moments steht bei wasserstoffähnlichen Atomen $\perp$ auf der Bahnebene, bei komplizierten Atomen, „mehrquantigen" Atomen senkrecht auf der invariablen Ebene, der gedachten resultierenden Elektronenbahn.

Es gibt also ein magnetisches Elementarmoment m von dem Absolutwert

$$m = \frac{1}{4\pi} \frac{\varepsilon}{\mu} h = 5550 \text{ Gauß-cm}^3,$$

das Bohrsche Magneton. Das Magneton ist nicht ein Bestandteil eines Atoms, sondern es ist eine Eigenschaft bestimmter Atome, eine Folge eines bestimmten Baus der Atome. Kann man den Nachweis des magnetischen Moments eines Atoms führen, so hat man damit eine wichtige Aussage über die Struktur dieses Atoms.

Der Atomstrahlversuch.

Das Experiment ist auf Grund einer bekannten Überlegung von O. Stern möglich. Ein Atom der gedachten Art (wasserstoffähnlich), dessen magnetische Achse unter irgendeinem Winkel zum Felde steht, wird nach der klassischen Theorie unter und während der Einwirkung des Magnetfeldes eine Präzessionsbewegung um die Feldrichtung als Achse ausführen; der Winkel wird sich nach jedem Zusammenstoß mit einem Gasatom ändern. Nach der Quantentheorie tritt aber eine Richtung des Atoms in die Feldrichtung ein, so daß seine Momentachse in diese fällt, oder allgemein so, daß die Momentkomponente in der Feldrichtung ein ganzzahliges Vielfaches der Momenteinheit ist. Ein einquantiges Atom wird also mit seiner Achse stets in der Feldrichtung stehen, ein n-quantiges Atom entweder ebenfalls, oder unter solchen diskreten Winkeln um die Feldrichtung präzessieren, daß die in die Feldrichtung fallende Momentkomponente M, $2M$, $3M \ldots nM$ ist (Sommerfeld).

Speziell einquantige Atome sind also sämtlich ausgerichtet, alle Valenzelektronenbahnen einander parallel und senkrecht zum Feld orientiert. Ist das Magnetfeld inhomogen, so tritt eine ponderomotorische Kraft auf, welche das Atom in Richtung der Achse und des Feldes verschiebt, wenn Richtung von Feld und von Inhomogenität übereinstimmen. In einem ruhenden Atomgas scheint eine solche Verlagerung der Atome nicht beobachtbar. Dagegen wird sie es, wenn man einen Atomstrahl senkrecht zu Feld und Inhomogenität durch das Feld fliegen läßt. Tritt ein solcher Atomstrahl in das inhomogene Feld ein, während die Achsen alle beliebigen Richtungen relativ zum Feld haben, so werden sie jetzt sämtlich eingerichtet, und der ganze Strahl verlagert durch die Kraft $m \cdot \frac{\partial \mathfrak{H}}{\partial s}$, wo m der Moment des Atoms und $\frac{\partial \mathfrak{H}}{\partial s}$ die Stärke der Inhomogenität bedeutet. Diese Kraft erteilt den Atomen (Masse μ) die Beschleunigung $b = \frac{\mathfrak{K}}{\mu}$, und die Ablenkung des Strahls wird $s = \frac{1}{2} b t^2 =$

$$s = \frac{1}{2} \frac{m}{\mu} \frac{\partial \mathfrak{H}}{\partial s} \cdot \frac{l^2}{v^2} = \frac{1}{2} \frac{M}{\mathsf{M}} \frac{\partial \mathfrak{H}}{\partial s} \frac{l^2}{v^2},$$

wenn M das Bohrsche Magneton pro Mol, M das Molekulargewicht des Atomgases, v die mittlere Geschwindigkeit der Atome beim Durchlaufen der Strecke l des Feldes der Inhomogenität $\frac{\partial \mathfrak{H}}{\partial s}$. Hierin sind alle Größen dem Experiment zugänglich, folglich $\mathfrak{m}$ bzw. M ermittelbar. Damit ist eine Grundlage der Atomtheorie prüfbar geworden, nämlich all das, was in der Formel für das Magneton $\frac{1}{2} \frac{\varepsilon}{\mu} \varkappa \frac{h}{2\pi}$ enthalten ist.

Das Experiment ist so ausgeführt, daß die Verlagerung des Atomstrahls im inhomogenen Feld durch die Verlagerung seiner Niederschlags-

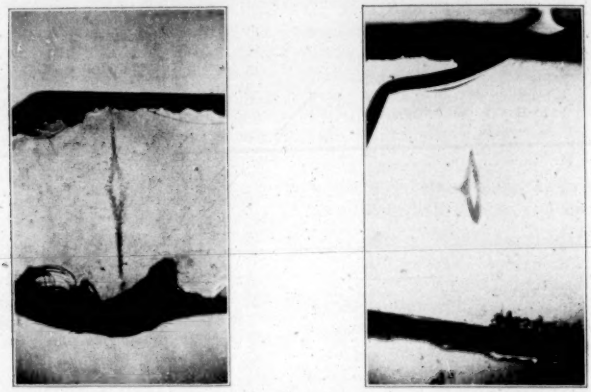


Fig. 1.

stelle auf einem senkrecht zum Strahl gestellten Plättchen beobachtet wurde[1]). Die obige Fig. 1 gibt Mikrophotographien von 2 Silberatomstrahlversuchen.

Man sieht auf ihnen nicht nur eine Verlagerung des Strahles, sondern auch eine Aufspaltung. Die Fig. 1a gibt die Erläuterung

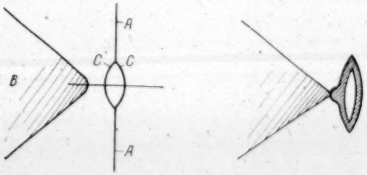


Fig. 1a.

A = feldfreier Raum.

B = Schneidenpol $\rightarrow \frac{\partial \mathfrak{H}}{\partial z}$.

CC' abgestoßener und angezogener Teil des Atomstrahls. D Strahl in so starker Inhomogenität, daß einzelne Atome bis zur Schneide angezogen sind.

zur Deutung des Versuchs. Die Aufspaltung ist in der quantentheoretischen Formulierung enthalten, denn wir hatten gesetzt $J = \pm \frac{1}{2} \frac{h}{\pi}$. Modellmäßig ist das leicht zu deuten: Die verlangte Einstellung der Achsen in die Richtung des Feldes ist auf zwei Arten möglich, indem die Momentrichtung parallel und antiparallel zum Felde sich einstellt. Der Versuch zeigt, daß die Atome sich zu gleichen Mengen in diese beiden Einstellungsrichtungen verteilen, daß die Einstellung in sehr kurzer Zeit erfolgt und daß sie auf der Bahn der Atome erhalten bleibt.

Auch die quantitative Auswertung des Versuchs gelang. Aus vier Silberversuchen mit verschiedenen Anordnungen ergibt sich der Wert für das magnetische Moment des Silberatoms (gerechnet pro Mol):

$$M = 5400 - 5700 \text{ Gauß-cm. pro Mol},$$

d. h. innerhalb der Fehlergrenzen das Bohrsche Magneton.

Kupfer und Gold haben ebenfalls magnetische Momente, deren Größe relativ zu Silber gemessen wurde; es ergab sich für sie auf ± 5 Proz. das gleiche Moment wie beim Silberatom. Die größte Unsicherheit bei dieser Auswertung der Versuche liegt in der nur ungenau bekannten Geschwindigkeit. Man eliminierte diese Unsicherheit aber weitgehend, indem man den aus O. Sterns Geschwindigkeitsmessung folgenden Wert direkt übernehmen konnte mit der sicher berechtigten Annahme der gleichen Wirkung von Corioliskraft und magnetischer Kraft. Mag diese Unsicherheit auch 10 Proz. betragen, so ändert sie doch am Ergebnis, der Realität des Bohrschen Magnetons, nichts. Das sei besonders betont im Hinblick auf die irreführende Notiz von Semenoff und die von einigen auswärtigen Forschern auf Grund derselben ausgesprochenen Zweifel an der Existenz des Magnetons.

So liefert der Atomstrahlversuch die Grundlage für die atommagnetische Forschung, indem er Magneton und Richtungsquantelung experimentell beweist, darüber hinaus aber einen augenfälligen Beweis eines Quantenzustands bringt.

1) Näheres in früheren Veröffentlichungen. Ann. d. Phys., auch Physikal. Zeitschr.

Atommoment und periodisches System.

Wenn wir das magnetische Moment als Folge eines Molekularstromes im Innern des Atoms auffassen, so können wir nach der Lokalisation desselben im Elektronengebäude des Atoms fragen, in gleichem Sinne, wie wir etwa von der Lokalisation der Emissionserscheinungen sprechen: wie wir die optischen Spektren des neutralen Atoms einem äußeren Valenzelektron, die Röntgenspektren inneren Elektronen zuordnen. Die erste Frage ist wohl, ob eine solche Lokalisation überhaupt generell möglich ist, da doch je nach der Art des Atoms eine mehr oder weniger große Zahl von Elektronen vorhanden ist, also auch von Molekularströmen. Hier scheint man mit großer Wahrscheinlichkeit annehmen zu können, daß die Elektronenbahnen sich möglichst so anordnen, daß kein Impuls- und kein Magnetmoment resultiert; daß besonders die abgeschlossenen Gruppen und Untergruppen (im Stonerschen Sinne des periodischen Systems) des Elektronensystems so aufgebaut sind, daß aus ihren Bewegungen kein Moment folgt. Als Beweise können hierfür folgende Tatsachen angeführt werden: 1. Der Diamagnetismus der Edelgase, der so zu deuten ist, daß auch die einzelnen Atome der Edelgase kein Moment haben. 2. Das Fehlen eines magnetischen Moments bei den zweiwertigen Atomen *Zn*, *Cd*, *Hg* der zweiten Vertikalreihe des periodischen Systems nach dem Atomstrahlversuch, und der Diamagnetismus des Quecksilberdampfes. 3. Das Fehlen eines Moments bei den Elementen Zinn und Blei in der vierten Vertikalreihe nach dem Atomstrahlversuch sowie der Diamagnetismus des Diamants.

Ein Moment zeigen dagegen die Elemente der ersten Vertikalreihe, und zwar sowohl die Alkalien als auch die Edelmetalle, deren innerer Aufbau verschieden ist, die sich nur im äußersten Elektron gleichen. Auch Thallium der dritten Reihe hat ein Moment, und Wismut aus der fünften Reihe.

Wir schließen somit, daß es die äußersten Elektronen der Atome sind, welche das magnetische Moment geben.

Atommoment und spektrale Emission.

Die Beziehung zwischen dem Atomstrahlversuch und der Magnetooptik, speziell dem Zeemaneffekt ist gegeben durch die folgende Überlegung: Ein Atom mit Moment erfährt im Magnetfeld verschiedene Einstellungen, welche verschiedenen Energien entsprechen. Beim Übergang von einem Atomzustand in einen andern wird die freiwerdende Energie ausgestrahlt; im Magnetfeld sind die Zustände, die Terme, magnetisch differenziert, wie der Atomstrahlversuch zeigt. Der Aufspaltung bei Silber entsprechen aufgespaltene, symmetrisch zur feldfreien Spektrallinie liegende Komponenten. Näheres wird Herr E. Back in seinem Referat ausführen. Auf welche Weise man aus den Beobachtungen des Zeemaneffekts die Impulszahlen ermittelt, kann hier nicht dargelegt werden. Wir vergleichen nur die Resultate der Zeeman- und Termanalyse mit den Ergebnissen des magnetischen Atomstrahlversuchs.

Die Atome der ersten Vertikalreihe haben im Normalzustande die Impulsquantenzahl $J = 1$, und zwar sowohl die Alkalien wie die Edelmetalle. Für alle liefert der Atomstrahlversuch $m = 1$.

Die Elemente der folgenden Reihe — Zink, Cadmium, Quecksilber — haben einen spektroskopischen Grundzustand, dem $J = 0$ zugeordnet ist. Der Atomstrahlversuch liefert $m = 0$.

In der dritten Reihe hat Thallium einen gänzlich anomalen Zeemaneffekt, aus welchem sich nur die Existenz eines Moments sagen läßt; der Atomstrahlversuch liefert ein kleines resultierendes Moment.

Aus der vierten Vertikalreihe hat Back für den Grundzustand des Bleiatoms $J = 0$, ermittelt. Der Atomstrahlversuch liefert für Zinn und für Blei $m = 0$.

Eisen und Nickel lassen bisher keine Übereinstimmung zwischen Termanalyse und Atomstrahlversuch erkennen.

Allgemeine Magnetooptik.

Wir fragen, ob die Einstellung der Atome im magnetischen Feld sich noch in anderen Erscheinungen unmittelbar äußert. Am nächsten liegen da die allgemeinen magneto-optischen Phänomene: die magnetische Drehung der Polarisationsebene und die magnetische Doppelbrechung. Nehmen wir als Beispiel Wasserstoffatomgas im Magnetfeld. Alle Atome sind im Felde so eingestellt, daß die Bahnebene des Elektrons senkrecht zum Felde steht. Pflanzt sich nun natürliches Licht durch ein solches Atomgas fort, so wird der senkrecht zum Magnetfeld schwingende elektrische Vektor, welcher die Elektronen in der Bahnebene verschiebt, sich viel schneller fortpflanzen können als der parallel zum Feld gerichtete, welcher die Elektronen aus der Bahnebene herauszieht. Das magnetisierte Wasserstoffatomgas sollte also doppelbrechend sein, die Größe der Doppelbrechung müßte wellenlängenunabhängig und feldunabhängig sein.

Wir haben seit Jahren nach einem solchen Effekt gesucht, aber ganz ohne Erfolg. Man

fand im Natrium und Kaliumdampf nur die Drehung und die Doppelbrechung in der Nähe der Absorptionslinien, die Folge der anomalen Dispersion in Kombination mit dem Zeemaneffekt. Man fand diese Effekte schon bei schwächsten Feldern (die Drehung z. B. bei 0,1 Gauß), aber das sind Effekte, die mit der Richtungsquantelung nichts zu tun haben. Herr W. Schütz hat dann mit großen Mitteln — er wird in Kürze über seine Versuche berichten — die Versuche wiederholt und auf para- und diamagnetische Dämpfe ausgedehnt: Luft, Sauerstoff, Kohlensäure, Schwefelkohlenstoffdampf, Nitrobenzoldampf, Argon wurden in weiten Druckbereichen in Feldern bis zu 15000 Gauß untersucht, ohne auch nur eine Andeutung einer Doppelbrechung zu finden. Seine Anordnung hätte Unterschiede der Brechungsexponenten von $6 \times 10^{+9}$ für Natrium und Kalium, 3×10^{-10} für die übrigen Gase und Dämpfe zu beobachten gestattet. Es wird z. Zt. versucht, ob eine Doppelbrechung für elektrische Wellen vorhanden ist. Das Fehlen der erwarteten Doppelbrechung könnte nämlich zu der Hypothese führen, daß der Dichroismus des magnetisierten Gases für die hohen Frequenzen der Strahlung deshalb fehlt, weil die Umlaufsfrequenz des Elektrons größenordnungsmäßig der Frequenz der über das eingestellte Atom hinweglaufenden Welle gleich ist. Die Doppelbrechung würde also aus einem ähnlichen Grunde fehlen, aus welchem das magnetische Feld des Lichtes selbst zu keiner Polarisationserscheinung Veranlassung gibt.

Das Weisssche Magneton.

Die theoretischen Überlegungen, welche der Weissschen Magnetonenforschung zugrunde liegen, werden im folgenden Vortrag von Herrn Herzfeld behandelt werden. Hier genügt uns die Feststellung der experimentellen Tatsachen. P. Weiss hat gefunden, daß Eisen und Nickel im Zustande vollständiger Sättigung beim absoluten Nullpunkt wie auch bei sehr hoher Temperatur — oberhalb des Curieschen Punktes des Verlustes spontaner Magnetisierung — molekulare magnetische Momente zeigen, welche sich als relativ niedrige ganzzahlige Vielfache ein und derselben Einheit darstellen lassen. Die Sättigung beim absoluten Nullpunkt ist dabei extrapoliert aus Messungen bis zu 20° abs. abwärts. Die genannte Einheit des Moments, die Weiss das Magneton nannte, und die wir im folgenden als Weisssches Magneton (M_w) bezeichnen, hat den Wert 1123,5 Gauß-cm pro Mol. Man sieht, daß diese Einheit fast genau $^1/_5$ des Bohrschen Magnetons ist. Aber mehrmals tritt das Bohrsche Magneton hier in Erscheinung: das Sättigungsmoment des Nickels bei tiefer Temperatur ist nach Weiss $3\,M_w$, bei hoher Temperatur strebt es dem Wert $8\,M_w$ zu, die Differenz ist wieder genau $5\,M_w = 1\,M_B$. Weiss macht hierzu die Bemerkung, daß bei tiefen und hohen Temperaturen zwei Atomzustände des Nickels vorliegen, welche sich um eine Bohrsche Einheit unterscheiden müssen, weil es sich dabei um eine atomkonstitutionelle Eigenschaft handelt, daß dagegen für die äußere Magnetisierung makroskopischer Substanzen die Weissche Einheit maßgebend ist. Diese Bemerkung ist nicht mehr als eine Beschreibung des seinem Wesen nach noch unverständlichen Tatsachenbefundes.

Die Momente paramagnetischer Ionen und Moleküle.

P. Weiss und seine Schüler sowie B. Cabrera haben nun gefunden, daß auch die Suszeptibilitäten aller paramagnetischen Ionen auf die gleiche Weissche Einheit zurückführbar sind. Die direkte Messung liefert $\varkappa$, und aus der Dichte $\frac{\varkappa}{\varrho} = \chi$ durch Multiplikation mit dem Molekulargewicht $\frac{\varkappa}{\varrho} M$ ergibt sich die molekulare Suszeptibilität χ_M, und aus dem Produkt mit der Temperatur $\chi_M T = C_M$ die molekulare Curiesche Konstante. Aus ihr folgt nach Langevins Theorie das Moment

$$m_0 = \sqrt{3RC_M}$$

und durch Division mit dem Weissschen Magneton die Weissche Magnetonenzahl

$$n_w = \frac{m_0}{1123}.$$

Diese Zahlen sind fast alle ganzzahlig, sie liegen zwischen rund 10 und 55. Zu angenähert ganzzahligen Werten führen auch die Suszeptibilitäten von Sauerstoffmolekülgas und Stickstoffoxyd NO. Diese Messungen sind sämtlich relative Messungen, bezogen auf die Suszeptibilität des Wassers. Die Ionenmessungen enthalten Korrektionen, über deren Größe nur ungefähre Angaben gemacht werden können, nämlich für den Diamagnetismus des Lösungsmittels und den negativen Salzbestandteil der Moleküle. Sie sind von der Größenordnung einiger Promille. Die Korrektionen fallen weg für das Sauerstoffmolekülgas, wenn wir, wie wohl berechtigt, den Diamagnetismus des Moleküls klein gegenüber seinem Paramagnetismus annehmen.

P. Weiss hat kürzlich zu den Tatsachen Stellung genommen, daß die Magnetonenzahl des Sauerstoffmolekülgases nicht ein genau

ganzzahliges Vielfaches seiner Einheit ist; nämlich nach den Messungen von Bauer und Piccard ist

$$m_0 = 14{,}132 \times M_w.$$

Diese Zahl folgt aus der gemessenen Curiekonstanten $\chi T = 0{,}03158$; also

$$C_M = 0{,}03158 \times 32; \text{ also}$$

$$n_w = \frac{3 \cdot R \cdot 32 \times 0.03158}{1123 \cdot 6} = 14{,}132.$$

Die Abweichung 14,132 von 14,00 würde einen Fehler in der gemessenen Suszeptibilität von 2 Proz. verlangen, welchen anzunehmen unzulässig erscheint. Weiss glaubt nun aus dieser Schwierigkeit so herauskommen zu können, daß er nicht das Molekül, sondern das Atom als Träger des Paramagnetismus, des Gesamtmoments betrachtet. Er schließt dann folgendermaßen: das Moment m_0 errechnet sich aus χT durch Multiplikation mit dem Atomgewicht, also $C_A = 16 \times 0{,}03158$ und entsprechend sind $n_w = \frac{14{,}132}{\sqrt{2}} = 9{,}992$, also nun genau gleich 10.

Jedoch ist diese ganze Betrachtung unzulässig, weil eine an einem Molekülgas gemachte Messung auf die einzelnen Bestandteile der Moleküle aufgeteilt wird. Voraussetzung für die ganze Statistik des Paramagnetismus, auf welcher die Moment- und die n_w-Berechnung beruht — sei sie nun kontinuierlich oder gequantelt — ist, daß jeder Momentträger ein sich selbständig drehendes und orientierendes Elementarmagnetchen ist. Im Sauerstoffmolekülgas sind das aber die O_2-Moleküle und nicht die O-Atome. Hiermit fällt eine starke Stütze des Weissschen Magnetons.

Weiss wendet die gleiche Überlegung auch auf NO an. Auch hier soll das Molekül nicht als Ganzes, sondern jedes Atom als magnetisch-selbständiges Elementargebilde betrachtet werden. Das führt dann zu $n_w = 6{,}495$ — „einer Mischung von Atomen mit 6 und 7 Magnetonen". Man sieht hier die Willkür.

Von den paramagnetischen Ionen liefern so viele genau ganzzahlige Momentzahlen, daß Weiss und Cabrera diese experimentelle Stütze des Weissschen Magnetons als nicht erschütterbar betrachten. Wir können hiergegen nichts sagen, sondern beschränken uns darauf, von dem quantentheoretischen Gesichtspunkt aus die gefundenen Momentzahlen zu diskutieren. Die Grundlage hierfür bietet die Richtungsquantelung. W. Pauli hat zuerst erkannt, daß diese die Statistik, welche zu den Weissschen Zahlen führt, beträchtlich ändert, indem die klassische Statistik jede Orientierung der Momentachse relativ zum Feld für gleichberechtigt, die Quantentheorie aber nur einzelne Lagen, deren Zahl von dem Gesamtmoment abhängig ist, zu berücksichtigen verlangt. Sommerfeld hat den Paulischen Ansatz dann noch ein wenig modifiziert, indem er die neueren Erfahrungen des anomalen Zeemaneffekts bei der Richtungsquantelungsstatistik berücksichtigte. Pauli hat seine Überlegung auf O_2 und NO angewandt, Epstein und der Verfasser haben analoge Rechnungen für die Ionenmomente durchgeführt. Diese führen zu dem sehr einfachen Ergebnis, daß sich alle Weissschen n_w-Zahlen auf kleine Bohrsche Zahlen reduzieren. Die folgende Tabelle und die Fig. 2 geben eine Zusammenstellung dieser Rechnungsergebnisse.

Material	Weissschе Zahlen	Bohrsche Zahlen
Ni, Pd, Pt	9 (8—10)	1
Cu'' Ti'''		
O_2	14	2
Ni'	13—17	
Cr''', MnO_2	19	3
Cr' Co''	24 (24—25)	4
Mn_2O_3		
Fe'''	26—29	
Mn'' Fe'''	29	5
Mn,	26—30	(5)

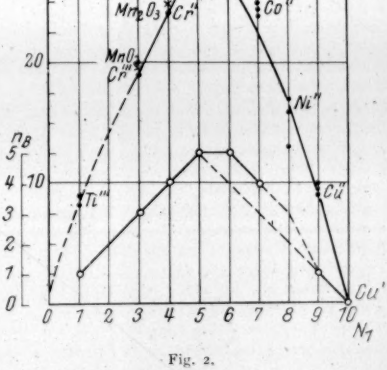


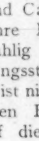
Fig. 2.

In der Figur bedeutet der Abstand zweier Abszissenpunkte ein Zuwachs von einem Elektron im Atom, die großen Ordinatenzahlen mit der oberen Kurve die Weissschen Magnetonenzahlen, die kleinen Ordinatenzahlen die Bohrschen Zahlen, abgerundet auf ganze Zahlen.

Weiss und Cabrera betonen nun wiederholt, daß ihre Magnetonenzahlen wesentlich besser ganzzahlig sind als die nach der Richtungsquantelungsstatistik berechneten Bohrschen Zahlen. Das ist nicht zu leugnen. Entsprechend unserer obigen Bemerkung beschränken wir uns hier auf die Vertretung der Bohrschen Zahlen. Die Abweichungen von der Ganzzahligkeit sind bei weitem nicht so groß, daß man das Ergebnis der Richtungsquantelungsstatistik als nicht atomistisch bezeichnen könnte. Kleine Abweichungen sind aber auch gar nicht wunderbar. Denn die Rechnungen beziehen sich auf Messungen von Ionen in Lösungen, in welchen die reine Richtungsquantelung durch Störungen verwischt sein kann. Bestimmend für unsere Ansicht von der Richtigkeit der Bohrschen Zahlen ist, daß für alle paramagnetischen Ionen der Eisengruppe und der Platingruppe — im ganzen 15 Ionen — nur Weisssche Momentzahlen gefunden wurden, welche rund 9, 14, 19, 24, 29 betragen. Dies ist unseres Erachtens ein vollgenügender Hinweis darauf, daß eine größere Zahl als das Weisssche Magneton die wahre Einheit darstellt.

Diskussion der Richtungsquantelung in Flüssigkeiten und Kristallen.

Gegen die Anwendung der Theorie der Richtungsquantelung auf paramagnetische Ionen in Lösungen ist ein naheliegender Einwand zu machen: die Ionen sind so zahlreichen Stößen und Störungen ausgesetzt, sie stehen unter Wirkung von sich nach Größe und Richtung dauernd verändernden Feldern der benachbarten Moleküle, daß die feste Einstellung der Ionen unannehmbar scheint. Und das um so mehr, als die Feldstärken, bei welchen die Suszeptibilitätsmessungen gemacht sind, zwischen etwa 1 Gauß und 30000 Gauß liegen, ohne daß sich Unterschiede ergeben hätten, welche etwa auf eine leichte Störbarkeit oder Zerstörung der Richtungsquantelung in niedrigen Feldern hinwiesen. Hiergegen ist aber doch etwas zu sagen. Angenommen, daß die Richtungsquantelung durch Molekülfelder gestört wird, so besteht die Störung doch eben nur in einer gewissen Verwischung der reinen räumlichen Einstellung, einer beiderseitigen Schwankung der Momentachsen um die ausgezeichneten Lagen bzw. die ausgezeichneten Präzessionswinkel. Nehmen wir den einfachsten Fall der räumlichen Quantelung, ein einquantiges Atom. Im Feld $\mathfrak{H}$ hat es die Stellungen i und i', wobei die Wahrscheinlichkeit der Stellung i je nach der Temperatur mehr oder weniger viel größer ist als die



„Stellung i' (bei hoher Temperatur ist i und i' völlig gleichberechtigt, bei absolutem Nullpunkt ist nur i vorhanden; die Durchrechnung führt zum Curieschen Gesetz χT für paramagnetische Substanzen). Nehmen wir an, daß i und i' gleichberechtigt seien. Das kann man unbedenklich tun, weil die Energiedifferenz der beiden Lagen verschwindend klein ist gegenüber der kinetischen Energie der Molekülestöße bei — sagen wir — Zimmertemperatur. Ein „Stoß" oder eine „Störung" wird das eingestellte Atom (Molekül oder Ion) aus seiner Lage etwas herauswerfen, aber es wird sich sofort wieder in die Richtung i oder i' einstellen — wie schnell wissen wir nicht. Aber wir können aus der Existenz der Richtungsquantelung von Lösungen geradezu den Schluß ziehen, daß die Einstellung der Moleküle in die quantenmäßig erlaubten Lagen in einer gegen die Störungszeit kurzen Zeit erfolgt. Wenn also auch die Moleküle oder Ionen vorübergehend andere Lagen als die Quantenlagen einnehmen, so ändert dies doch nichts an der Tatsache, daß die räumliche Quantelung zum Ausdruck kommen muß, weil diese Stellungen im Felde sich durch ihre Stabilität auszeichnen, durch ihre viel größere Wahrscheinlichkeit gegenüber allen Zwischenstellungen, ebenso wie die Temperaturbewegung im Kristall etwa das Debye-Scherrer-Photogramm etwas verwischt, aber die Struktur doch nicht zerstört. Räumliche Quantelung in flüssigen Elektrolyten macht also offenbar keine Schwierigkeit. Dagegen kann man sich vorerst kein Bild davon machen, wie auch in festen Kristallen die gleiche räumliche Quantelung des paramagnetischen Salzbestandteils zustande kommt. Man muß diese Tatsache wohl als Fingerzeig für die Ausgestaltung der Theorie der Kristalle ansehen.

Es darf an dieser Stelle nicht unerwähnt bleiben, daß Herr August Glaser in München in seinen bekannten Versuchen eine Richtungseinstellung diamagnetischer Moleküle gefunden zu haben scheint, welche sicher im Wechselspiel mit den gaskinetischen Stößen steht, indem umso stärkere Felder zur Erreichung der Einstellung vorhanden sein müssen, je höher die Drucke des Gases sind. Theoretisch ist diese Tatsache noch nicht gedeutet; betont sei, daß sie an diamagnetischen Molekülen, also Molekülen ohne natürliches Moment, gefunden wurde. Wir konnten mit gänzlich anderen Methoden an paramagnetischem Sauerstoffmolekülgas bei niedrigen Drucken und starken Feldern (< 100 mm, $\mathfrak{H} > 10000$ Gauß; zum Vergleich bei Glaser: $p \sim 200$ mm $\mathfrak{H}$

$\sim$ 4000 Gauß) keine Änderung der Magnetisierung im Sinne einer etwa da einsetzenden Richtungsquantelung finden.

Momente der seltenen Erden.

Auch die Weisssschen Magnetonenzahlen der seltenen Erden — sämtlich als Ionen untersucht — die nach alten Messungen von Wedekind und neueren von Stefan Meyer und B. Cabrera gut bekannt

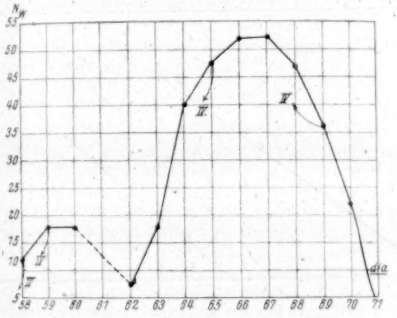


Fig. 3.

sind, zeigen das charakteristische mehrfache Auftreten derselben hohen Weisssschen Zahl (Fig. 3)

etwa 18 f. Element 59 Pr III, 60 Nd III, 63 Eu III
etwa 47 f. „ 65 Tb III, 68 Er III
etwa 52 f. „ 65 Dy III, 67 Ho III

ferner in die Differenzen zwischen den Elementen kleine Vielfache von etwa 5.

58—59	6	1×5
	0	
60—62	10,5	2×5
62—63	10,5	2×5
63—64	22	6×5
64—65	7	
65—66	5	1×5
66—67	0	
67—68	5	1×5
68—69	10,5	2×5
69—70	14	3×5
70—71	—	

Also auch hier liegt die Vermutung auf Bohrsche Magnetonen recht nahe! Interessant ist, daß auch der magnetische Verschiebungssatz von Kossel hier zum Vorschein kommt. Manche der seltenen Erden sind als drei- und vierwertige Ionen untersucht; sogleich das erste Element dieser Gruppe, das Cer: das vierwertige Ion ist diamagnetisch wie das vorangehende dreiwertige Ion des Lanthans. Praseodym (59) vierwertig hat ein kleines Moment — entsprechend dem dreiwertigen Cer (58), Tb (65) IV ist schwächer, Tu (69) IV ist stärker magnetisch als das dreiwertige Ion: in der Tat liegt Tb auf dem aufsteigenden, Tu auf dem absteigenden Ast der dreiwertigen Ionenreihe.

Die seltenen Erden verdanken ihre Ausnahmestellung der Ausbildung innerer Elektronenschalen. Nach dem Bohr-Stonerschen Schema liegen sie zwischen

	K	L	M	N	O	P
Lanthan . .	2	2 2 4	2 2 4 6	2 2 4 6	2 2 4 1	2
Cer	2	2 2 4	2 2 4 6	2 2 4 6 (1)	2 2 4 1	2
Kassiopedien	2	2 2 4	2 2 4 6	2 2 4 6 (6 8)	2 2 4 1	2

Die elektropositive Dreiwertigkeit liefern die O- und P-Elektronen, die Viertwertigkeit eins der inneren N-Elektronen, welche sich zur vollständigen N-Symmetrie in der Gruppe der seltenen Erden ausbilden. Bezeichnenderweise liegt das Minimum an der Stelle, wo gerade 4 Elektronen in die innere Schale eingedrungen sind.

Barnett- und Einstein-de Haas-Versuch.

Zum Schluß noch ein Wort über die Molekularstromhypothese. Hat auch der Atommagnetismus mit dem Ferromagnetismus unmittelbar nichts zu tun, schon allein deshalb, weil im festen Eisenkristall weder normale Atome noch auch definierte Ionen vorhanden sein dürften, so ist doch anzunehmen, daß eine große Einheitlichkeit in der Grunderscheinung besteht: sagen wir, daß der Magnetismus stets auf den gleichen Elementarvorgang zurückgeht. Der Gedanke, den Molekularstrom, welchen wir in der Atomphysik zugrunde gelegt haben, auch im makroskopischen Material nachzuweisen bzw. zu erzeugen, ist von verschiedenen Seiten nach verschiedenen Ideen ausgearbeitet und verwirklicht worden. Barnett bestimmt die Magnetisierung durch Rotation eines ferromagnetischen Körpers, Einstein und de Haas das bei Ummagnetisierung auftretende Drehmoment. Theoretisch liegt beiden die eingangs benutzte Annahme zugrunde:

$$\Sigma m = \tfrac{1}{2} \frac{\varepsilon}{\mu} \Sigma J.$$

Die Präzisionsmessungen (Beck, Stewart, Arvidson, Chattoc, Sucsmith, Bates und ganz neuerdings namentlich S. J. Barnett und L. J. H. Barnett) haben alle den Effekt gefunden, also die Molekularstromtheorie im Prinzip experimentell sichergestellt, jedoch für das Verhältnis $\frac{\Sigma m}{\Sigma J}$ fand man stets $\frac{\varepsilon}{\mu}$ statt $\frac{1}{2}\frac{\varepsilon}{\mu}$.

Dieser Befund ist theoretisch noch nicht geklärt, wenn auch die Möglichkeit einer Deutung, wie Landé gezeigt hat, einzusehen ist.

Schlußbemerkung.

Was ist in den wenigen Jahren atommagnetischer Forschung erreicht? Eine befriedigende Übereinstimmung zwischen Experiment und Theorie solange als reine Quantentheorie anwendbar ist: Atomstrahlversuch und Richtungsquantelung, Zeemaneffekt, periodisches System und die prinzipielle Möglichkeit quantentheoretischer Deutung aller paramagnetischen Erscheinungen; aber ein unverkennbarer Widerspruch zwischen Erwartung und Experiment, da, wo die Fortpflanzung des Lichtes — also normale Dispersion — mit der Richtungsquanquantelung kombiniert ist.

Diskussion.

Herr Sommerfeld: Der Herr Vortragende hat uns dankenswerterweise die Lichtseiten der Magnetonentheorie vorgetragen; seine eigenen Versuche gehören ja zu den schönsten Lichtpunkten der Atomphysik überhaupt. Aber es gibt auch einige Dunkelheiten. Z. B. wollen die magneto-chemischen Messungen der Ionenmomente doch nicht recht mit der Theorie stimmen. Auch sind die komplizierteren Aufspaltungen im Stern-Gerlach-Effekt nicht ganz im Einklang mit der spektroskopischen Erwartung. Würde uns der Vortragende hierüber etwas mitteilen können?

Herr Gerlach: Über meine Ansicht über die Ionenmomente wird in der ausführlicheren Darstellung im Druck einiges gesagt. Ich meine, man muß versuchen, auf der Seite der Quantentheorie zu stehen und von da aus weiterzukommen. Daß das Weisssche Vorgehen gerade in einem wichtigen Punkte nicht einwandfrei ist, habe ich ja gesagt.

Komplizierte Multipletts habe ich noch nicht erhalten, doch sind da noch manche Versuche abzuwarten. Mein Nickelergebnis bleibt im Widerspruch zur Theorie des Nickelspektrums.

Herr Grotrian: Ich möchte fragen, ob auch für Eisen neue Versuchsergebnisse erzielt worden sind.

Herr Gerlach: Neue Versuche haben vorerst keine neuen Ergebnisse gebracht. Ich muß eine Änderung der Methode für Eisen versuchen, dessen dünne Schichten so sehr oxydierbar sind. Dagegen habe ich neue Nickelversuche, welche mit immer größerer Sicherheit zeigen, daß Atome mit mehr als etwa 2 Magnetonen in irgendwie größerer Zahl nicht da sind.

Karl F. Herzfeld (München), Molekular- und Atomtheorie des Magnetismus.

Der vorliegende Vortrag[1]) soll eine Übersicht über die Resultate geben, welche die Molekulartheorie des Magnetismus geliefert hat, und über die Probleme, die noch zu lösen sind.

1. Die Festlegung der Begriffe.

Wir wollen die hier auftretenden Begriffe an dem analogen elektrischen Fall klarmachen. Es sei ein Kondensator gegeben, zwischen dessen Platten im Vakuum die durch die wahre Ladung der Platten bestimmte Feldstärke $\mathfrak{E}_0$ herrscht. Nun füllen wir nach Abschaltung des Kondensators von der Stromquelle zwischen diese Platten irgendein Dielektrikum, z. B. Benzol. Die Moleküle werden durch das hier herrschende Feld polarisiert, in kleine Dipole von der Stärke $\mathfrak{p}$ verwandelt, d. h. ihr der positiven Platte zugekehrtes Ende wird negativ und umgekehrt. Im Innern des Dielektrikums kompensieren sich diese induzierten Ladungen; nur an den Kondensatorplatten bleibt eine influenzierte Belegung bestehen, an der positiven Platte eine negative, an der negativen Platte eine positive. Die Wirkung der unveränderten wahren Ladungen der Kondensatorplatten ist unverändert $\mathfrak{E}_0 = \mathfrak{D}$, welche Größe wir jetzt dielektrische Verschiebung nennen wollen. Um die Feldstärke $\mathfrak{E}$, welche die Kraft auf eine im Innern des Dielektrikums befindliche Probeladung bestimmt, zu bekommen, haben wir hiervon die von den entgegengesetzten Ladungen der influenzierten Belegungen herrührende Wirkung $4\pi\mathfrak{P}$ zu subtrahieren (Fig. 1). $\mathfrak{P}$ nennt man die Polarisation,

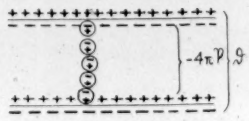


Fig. 1.

sie bestimmt sich als Summe der Dipolmomente aller N in 1 cm³ befindlichen Moleküle

$$\mathfrak{P} = \Sigma\mathfrak{p} = N\mathfrak{p}. \qquad (1)$$

Das Verhältnis

$$\frac{\mathfrak{D}}{\mathfrak{E}} = \frac{\mathfrak{E} + 4\pi\mathfrak{P}}{\mathfrak{E}} = \varepsilon \qquad (2)$$

heißt Dielektrizitätskonstante.

Im magnetischen Fall tritt an die Stelle von $\mathfrak{D}$ die magnetische Induktion $\mathfrak{B}$, an Stelle von $\mathfrak{E}$

1) Die im Folgenden mit [ ] bezeichneten Abschnitte sind aus Zeitmangel nicht vorgetragen worden.

die magnetische Feldstärke $\mathfrak{H}$, an Stelle von $\mathfrak{P}$ die Magnetisierung $\mathfrak{M}$:

$$\mathfrak{M} = \Sigma \mathfrak{m} = N \mathfrak{m}, \qquad (3)$$

wo $\mathfrak{m}$ das magnetische Moment des einzelnen Moleküls ist. Die der Dielektrizitätskonstante ε entsprechende Größe μ nennt man die Permeabilität, die Größe

$$\frac{\mu - 1}{4\pi} = \frac{\mathfrak{M}}{\mathfrak{H}} = \frac{\Sigma \mathfrak{m}}{\mathfrak{H}} = \chi \qquad (4)$$

die Suszeptibilität. Wird diese statt auf 1 ccm auf 1 Mol bezogen (Ersatz von N durch die Loschmidtsche Zahl N_L), so nennt man sie Atom- bzw. Molsuszeptibilität.

Im magnetischen Fall kann $\mu - 1$, bzw. χ positiv oder negativ sein. Bei positivem χ ist es so wie beim eben besprochenen elektrischen Fall. Ist dagegen χ negativ, so kehren die Elementarmagnetchen im Durchschnitt ihren Nordpol (ihr positives Ende) dem äußeren Nordpol (entsprechend der positiven Platte) zu. Die induzierten Ladungen haben dann das gleiche Vorzeichen wie die äußeren Belegungen, die Magnetisierung (Polarisation) verstärkt die Wirkung, die direkt von den äußeren Belegungen herrührt, $\mathfrak{H}$ ist größer als $\mathfrak{B}$.

Unsere Aufgabe ist im Folgenden die Stoffgröße χ molekulartheoretisch zu erklären.

2. Diamagnetismus.

Die jetzige Theorie des Diamagnetismus geht, auf Ideen von Ampère und Weber beruhend, auf Langevin[1]) zurück. Wir fassen die Atome und Moleküle als bestehend aus schweren positiven Kernen auf, um welche sich Elektronen bewegen, was den elektrischen Molekularströmen der alten Theorie äquivalent ist. In diesem Stromsystem entsteht nun beim Einschalten des äußeren Magnetfelds ein Induktionsstrom, der infolge der Widerstandslosigkeit nicht abklingt. Nach der Lenzschen Regel hat dieser Strom eine solche Richtung, daß er im Inneren der Strombahn das äußere Magnetfeld schwächt, daher im Äußeren der Strombahn das äußere Magnetfeld verstärkt (Fig. 2). Das bedeutet, daß der dem Induktionsstrom äquivalente magnetische Dipol dem Nordpol des äußeren Magnetfeldes seinen Nordpol zukehrt, d. h. χ ist negativ, der Stoff diamagnetisch. Zur quantitativen Behandlung muß man Atome (Ionen) und Moleküle unterscheiden.

A. Atome. Bei diesen, die nur einen einzigen fast ruhenden Kern enthalten, besteht die Wirkung des Magnetfeldes darin, daß das ganze

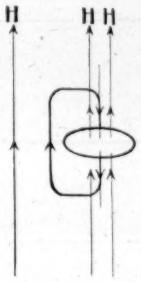


Fig. 2.

Elektronengebäude eine Drehung um die Achse des Magnetfelds von der Größe[1])

$$\omega = -\frac{e}{2mc}\mathfrak{H} \qquad (5)$$

annimmt, welche sich über die ursprüngliche Elektronenbewegung im Atom lagert, ohne sie zu stören (Larmorpräzession). Hierbei ist allerdings von der Zentrifugalkraft, welche von dieser Präzession herrührt, abgesehen. Hätte[2]) ein Elektron einen konstanten Abstand r von der Rotationsachse, so würde die Zusatzrotation ω einen magnetischen Dipol von der Größe

$$\mathfrak{m} = \frac{e}{2c} r^2 \omega = -\frac{e^2}{4mc^2} r^2 \mathfrak{H} \qquad (6$$

erzeugen. Nimmt man alle Orientierungen als gleichwahrscheinlich an, so findet man

$$\chi_M = \frac{e^2 N_L}{6\pi mc^2} \Sigma O = 0{,}907 \cdot 10^{10} \Sigma O, \qquad (7)$$

wo O die von einer Elektronenbahn umschlossene Fläche ist. Man kann ungefähr aus den Messungen die mittleren Flächen berechnen und findet so mit den aus anderen Daten gefundenen Zahlen gute Übereinstimmung[3]).

B. Moleküle. Infolge der Anwesenheit mehrerer Kerne kann sich hier die universelle Larmorpräzession nicht einstellen. Das andere Extrem zur freien Drehbarkeit der Atomelektronenhülle wäre eine vollkommene Festlegung der Kerne und eine vollkommene Fixierung der Bahnlagen und -formen gegenüber den Kernen, so daß sich der Induktionsstoß nur in einer Änderung der Elektronengeschwindigkeit äußern könnte; als Modell hierfür kann die Induktions-

1) P. Langevin, Ann. d. Phys. 5, 70, 1905.

1) J. Larmor, Phil. Mag. (V), 44, 503, 1897.
2) W. Pauli, Zeitschr. f. Phys. 2, 201, 1920.
3) B. Cabrera, Ann. de la Soc. Esp. de Fis. y Quim. 23, 172, 1925; G. Joos, Zeitschr. f. Phys. 32, 835, 1925.

wirkung in einer festen Drahtschlinge dienen[1]). Die Formel für die Suszeptibilität läßt sich in diesem Fall nicht allgemein in einfacher Form anschreiben. Für kreisförmige Bahnen ergibt sich[2]):

$$-\chi_M = \frac{e^2}{12\pi mc^2} N_L \Sigma O. \qquad (8)$$

Jedenfalls haben wir nach dem eben Geschilderten den Diamagnetismus (χ_M) als stets vorhanden, als temperaturunabhängig (da er sich auf Vorgänge innerhalb des Atoms bezieht) und als von der Dichte unabhängig anzusehen; eine kleine Temperaturabhängigkeit, wie sie Cabrera[3]) bei Wasser gefunden hat, ist durch chemische Umsetzungen (Dissoziation) und die dabei auftretenden Deformationserscheinungen zu erklären. Nicht erklärlich ist jedoch die Tatsache, daß A. Glaser[1]) bei Gasen unter niedrigem Druck eine Zunahme von χ_M bei fallender Dichte gefunden hat. Ob hier ein quantenmäßiger Richteffekt auftritt, wird man erst nach der Untersuchung einatomiger Gase entscheiden können.

3. Paramagnetismus.

A. Allgemeines. Um zur Erklärung des Paramagnetismus zu kommen, müssen wir die Energieänderungen betrachten, die infolge des Vorhandenseins des äußeren Magnetfelds auftreten. Wenn U_0 die Energie des Atoms im natürlichen Zustand ist, $\mathfrak{v}_0$ seine Elektronengeschwindigkeit, $\mathfrak{v}'$ die Zusatzgeschwindigkeit durch die Rotation, so ergibt sich für die Energie nach Einschalten des Magnetfeldes

$$\left.\begin{aligned} U &= U_0 + \frac{m}{2}\Sigma(\mathfrak{v}_0+\mathfrak{v}')^2 - \mathfrak{v}_0^2; \\ &= U_0 + m\Sigma(\mathfrak{v}_0\mathfrak{v}') + \frac{m}{2}\Sigma\mathfrak{v}'^2 \\ &= U_0 + m\Sigma(\mathfrak{v}_0[\omega\mathfrak{r}]) + \frac{m}{2}\omega^2\Sigma r^2 \\ &= U_0 + (\mathfrak{m}_0\mathfrak{H}) + \frac{e^2}{8mc^2}\mathfrak{H}^2\Sigma r^2, \end{aligned}\right| \qquad (9)$$

wo

$$\mathfrak{m}_0 = -\frac{e}{2c}\Sigma[\mathfrak{v}_0\mathfrak{r}] \qquad (10)$$

das „natürliche" magnetische Moment des Atoms ist. Man sieht leicht ein, daß eine Verminderung der kinetischen Energie dann eintritt, wenn die Richtung der Larmorpräzession entgegengesetzt der ursprünglichen Drehgeschwindigkeit der Elektronen ist; eine Vermehrung, wenn sie in die gleiche Richtung fällt. Hatte das Atom von Natur aus kein magnetisches Moment $\mathfrak{m}_0$, d. h. waren in ihm die Bewegungen der Elektronen so angeordnet, daß sich die magnetische Wirkung nach außen kompensierte, so fällt der Summand $(\mathfrak{m}_0\mathfrak{H})$ weg und es bleibt als Energieänderung nur das in der Feldstärke quadratische, im allgemeinen vernachlässigbare Glied $\frac{e^2}{8mc^2}\mathfrak{H}^2\Sigma r^2$, welches der diamagnetischen Wirkung entspricht, übrig $\left(= -\frac{\chi_{\text{diam}}}{2}\mathfrak{H}^2\right)$.

Ist dagegen das ursprüngliche Moment nicht 0, so macht sich nun die Wirkung des Boltzmannschen $e^{-\frac{U}{kT}}$ Satzes bemerkbar, nach welchem die relative Häufigkeit zweier möglicher Atomzustände, welche gleich häufig wären, wenn sie keine Energieunterschiede aufweisen würden, sich wie $e^{-\frac{U}{kT}}$ verhält.

Aus ihm folgt, daß unter sonst gleichen Bedingungen diejenigen Zustände am häufigsten (und zwar desto häufiger, je tiefer die Temperatur ist) auftreten, welche die kleinste Energie haben. Ohne Magnetfeld liegen nun die Achsen der Atome ebensooft in der einen wie in der anderen Richtung, so daß der ganze Körper im Mittel unmagnetisch ist. Im Magnetfeld dagegen treten die Lagen mit kleinerer kinetischer Energie häufiger auf. Nach dem vorigen sind das diejenigen, in welchen die ursprüngliche Umlaufsrichtung der Larmorpräzession entgegengesetzt ist, d. h. diejenigen, in welcher der natürliche Dipol die entgegengesetzte Richtung hat wie der induzierte. Da nun der natürliche Dipol bei den technisch erreichbaren Feldern groß gegen den induzierten ist, so kehrt hier der Körper als Ganzes dem äußeren Nordpol seinen Südpol zu, d. h. der Körper ist paramagnetisch. Die bei dieser teilweisen Parallelrichtung abgegebene kinetische Elektronenenergie ist als Wärme abzuführen[1]).

1) A. Glaser, Diss. München, 1924; Phys. Zeitschr. **26**, 212, 1925; Ann. d. Phys. **75**, 459, 1924.

2) Daß hier der Zahlenfaktor nur halb so groß ist, rührt daher, daß eine feste Drahtschlinge, deren Ebene in die Richtung des Magnetfeldes fällt, keinen Induktionsstoß erhält, da durch sie keine Kraftlinien durchtreten, während eine freibewegliche Drahtschlinge bzw. Elektronenbahn auch in diesem Fall eine Rotation mit der Geschwindigkeit ω um das Magnetfeld erfährt und daher zur Magnetisierung einen Beitrag liefert.

3) B. Cabrera u. A. Duperrier, Journ. d. Phys. (VI) **6**, 121, 1925.

1) Eine Reihe älterer Arbeiten sind nicht zum richtigen Resultat gekommen. Teilweise lag das daran, daß sie die gesamte Energie der Statistik unterworfen haben, ohne das natürliche Moment als konstant vorauszusetzen. Betrachtet man nämlich einfach die gesamte kinetische Energie

$$\frac{m}{2}\mathfrak{v}^2, \quad \mathfrak{v} = \mathfrak{v}_0 + \mathfrak{v}'$$

als Exponenten in der e-Potenz, so spielt die Umlaufsrichtung gar keine Rolle mehr und beide Umlaufsrich-

B. Gase. Bei Gasen ist ohne Magnetfeld jede Achsenrichtung in gleicher Häufigkeit möglich. Fig. 3 stellt die Verteilung der Achsen

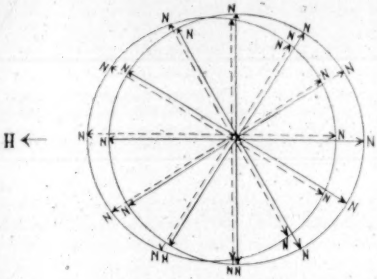


Fig. 3.

dar. Im Magnetfeld ist die Wahrscheinlichkeit eines Achsenwinkels gegen das Magnetfeld zwischen ϑ und $\vartheta + d\vartheta$ gleich

$$\frac{e^{-\frac{[m_0][\mathfrak{H}]\cos\vartheta}{kT}} \sin\vartheta\, d\vartheta}{\int_0^{\pi} e^{-\frac{[m_0][\mathfrak{H}]\cos\vartheta}{kT}} \sin\vartheta\, d\vartheta}. \qquad (11)$$

Die gestrichelten Linien der Fig. 3 stellen dies für Felder[2]) dar, für welche $m_0\mathfrak{H} < kT$ ist. Man sieht, daß die Zahl der senkrecht zum Feld gerichteten Achsen kaum verändert ist. Die Magnetisierung des Körpers bekommt man durch Addition der Projektionen aller Einzelmomente auf die Feldrichtung gleich $\mathfrak{M} = m_0 \Sigma \cos\vartheta$. Für schwache Felder ergibt sich

$$\chi_M = \frac{N_L m_0^2}{3RT}, \qquad (12)$$

tungen, also beide magnetischen Orientierungen, sind gleich häufig, gleichgültig, ob ein äußeres Magnetfeld angelegt ist oder nicht. Dieses Resultat hat seinen Grund darin, daß es zwischen einem bewegten Elektron und einem Magnetfeld keine Wechselwirkungsenergie gibt. Dieser Ansatz der eben erwähnten Arbeiten (z. B. J. Kroo, Ann. d. Phys. 42, 1354, 1913) ist vom Standpunkt der klassischen Statistik aus durchaus konsequent. Langevin kommt nur dadurch zum richtigen Resultat, daß er von dem erst später durch die Quantentheorie begründeten Satz instinktmäßig Gebrauch macht, daß (wenigstens bei den üblichen Temperaturen) das natürliche Impulsmoment, d. h. $[r\dot{m}]$, fest vorgegeben und nicht der Statistik unterworfen ist. Die Arbeit von Voigt (Ann. d. Phys. 9, 115, 1902) hat deshalb keinen Paramagnetismus ergeben, weil (wie Debye, Handb. de Rad. VI gezeigt hat) er sich das Feld unendlich schnell eingeschaltet denkt, während die Larmorpräzession nur bei langsamer, adiabatischer Einschaltung auftritt. Siehe auch J. H. van Leeuwen, Diss. Leiden 1919.

2) Die Feldstärke beträgt in der Zeichnung $\sim 3{,}5 \cdot 10^6$ Gauß, $m_0 \sim$ ein Bohrsches Magneton. Die Zeichnung ist für den ebenen Fall ausgeführt (ohne sin ϑ von 11).

wobei der daneben vorhandene diamagnetische Effekt vernachlässigt ist. Wir sehen die umgekehrte Proportionalität zur Temperatur, die von Curie[1]) schon vor der Theorie experimentell gefunden war und die sich bei Gasen allgemein bestätigt hat.

Aus der gemessenen Suszeptibilität läßt sich nun ohne weiteres die Stärke des einzelnen Dipols ermitteln und die so ausgewerteten Messungsresultate für Gase, Lösungen und feste Körper zusammengenommen, haben Weiss[2]) zu der Behauptung geführt, daß alle natürlichen Momente ganze Vielfache einer Einheit, des Weissschen Magnetons, seien. Die Quantentheorie dagegen muß verlangen, daß die Momente ganze Vielfache einer (zufällig etwa 5 mal so großen) Einheit, des Bohrschen Magnetons, sein sollen. Auch muß sie die zu (12) führende Rechnung etwas abändern.

Die von Sommerfeld[3]) eingeführte Richtungsquantelung zeigt nämlich, daß auch in unendlich schwachen Feldern die Achse eines magnetischen Dipols von der (Bohrschen) Magnetonenenzahl n nur solche Richtungen einnehmen kann, daß

$$\cos\vartheta = \frac{n'}{n} \qquad (13)$$

ist, wo n' eine ganze Zahl kleiner als n bedeutet. An Stelle der gleichmäßigen Verteilung über alle Lagen tritt dann eine solche, wie sie in Fig. 4

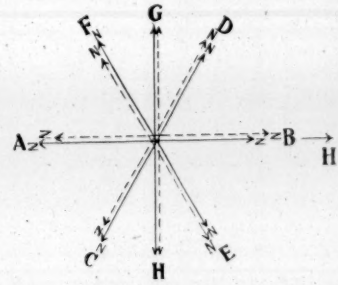


Fig. 4.

für $n = 2$ gegeben ist. Diese Richtungsquantelung allein bedingt aber noch keinen Paramagnetismus, denn sie verlangt nur, daß die Magnetachse in die Lage AB oder CD oder EF

1) P. Curie, Ann. d. Chim. et Phys. (VII) 5, 289, 1895.

2) P. Weiss, Journ. de Phys. (IV) 6, 661, 1907; Physik. Zeitschr. 9, 358, 1908; Jahrb. d. Rad. u. Elektr. 5, 212, 1908.

3) A. Sommerfeld, Physik. Zeitschr. 17, 491, 1916 P. Debye, ebenda S. 507.

oder GH fällt ohne Rücksicht darauf, ob sie die Richtung AB oder die Richtung BA hat, so daß bei sehr hoher Temperatur ebenso viele Moleküle die Richtung AB wie die Richtung BA haben werden, und daher der Körper im ganzen unmagnetisch ist. Auch hier muß nun wieder der Boltzmannsche Satz eingreifen, der in den möglichen Lagen diejenigen polaren Richtungen bevorzugt, die möglichst kleine Energie geben. Die Verteilung wird dann in den gestrichelten Geraden der Fig. 4 dargestellt, die denselben Charakter hat wie die klassische Fig. 3, nur daß der im klassischen Fall vollkommen ausgefüllte Umriß der Figur hier nur aus einzelnen Punkten besteht. Daher gilt auch jetzt die klassische Formel (12)

$$\chi_M = N_L \alpha \frac{\mathfrak{m}_0^2}{kT} \qquad (14)$$

nur mit einem von $^1/_3$ verschiedenen Zahlenfaktor α[1]. Infolge der Veränderung des Zahlenfaktors gehört zu einer bestimmten Suszeptibilität jetzt ein anderes natürliches Molekülmoment als im klassischen Fall. Pauli[2] hat zuerst plausibel gemacht, daß den paramagnetischen Gasen O_2 und NO die Zahlen $n = 2$ und $n = 1$ zukommen. Allerdings ist die Anwendbarkeit der gewöhnlichen Vorschrift für die Richtungsquantelung auf diese zweiatomigen Gase unsicher. Einatomige Gase wie Silber- oder Natriumdampf sind nicht direkt auf ihr χ untersucht, doch hat hier der bekannte Versuch von Stern und Gerlach[3] die Richtungsquantelung direkt nachgewiesen, ebenso wie die Ganzzahligkeit ihres Moments in Bohrschen Magnetonen sehr wahrscheinlich gemacht.

An dieser Stelle sei kurz ein Vergleich mit den dielektrischen Eigenschaften eingeschaltet. Nach Debye[4] ist die Dielektrizitätskonstante teilweise auf einen Influenzeffekt, teilweise auf einen Richteffekt zurückzuführen. Beide geben $\varepsilon - 1 > 0$; dem Richteffekt im elektrischen Fall entspricht durchaus die hier entwickelte Theorie des Paramagnetismus (man hätte also eigentlich Parelektrizität statt Dielektrizität zu sagen). Dagegen gibt die dem elektrischen Influenzeffekt entsprechende Erscheinung hier das entgegengesetzte Vorzeichen (Diamagnetismus). Der Grund hierfür liegt darin, daß es zwar wahre elektrische Ladungen gibt, auf die Potentialkräfte wirken, aber keine wahren magnetischen Ladungen.

elektrisch $\varepsilon - 1$:	positiv		negativ
	Richteffekt	Influenzeffekt	—
magnetisch χ:	positiv		negativ
	Richteffekt (Paramagnetismus)		Induktionseffekt (Diamagnetismus)

[C. Lösungen. Für Lösungen gelten die Formeln unverändert. Epstein[1]), Gerlach[2]) und Sommerfeld[3]) haben die Quantelungsregel auch hierauf übertragen, obgleich eine scharfe Quantelung hier, wo jedes Ion von Lösungsmittelmolekülen eng umgeben ist, von vornherein nicht sicher zu erwarten ist. Tatsächlich lassen sich die Zahlen einigermaßen durch ganze Vielfache Bohrscher Magnetonen darstellen, während Cabrera die Darstellung durch Weisssche Magnetonen für besser hält.

D. Feste Salze. Ursprünglich ist die Langevinsche Formel für Gase auch auf feste Salze übertragen worden, doch kann man in diesen kaum eine vollständig freie Drehung der Ionen annehmen. Hier haben Weiss, W. Lenz, Ehrenfest darauf hingewiesen[1]), daß es zur Ableitung des Curieschen Gesetzes hinreicht, wenn im Salzkristall mehrere mögliche Lagen vorhanden sind, vorausgesetzt, daß nur ohne Magnetfeld jede Richtung und die ihr entgegengesetzte gleich wahrscheinlich ist, unbeeinflußt von der Lage der Nachbarmoleküle. Der einfachste Fall ist der, daß im Kristall nur eine Richtung und die ihr entgegengesetzte vorkommen kann. Hat diese einen Winkel ψ gegen die Feldrichtung, so ergibt sich

$$\chi_M = N_L \frac{\mathfrak{m}_0^2}{kT} \cos^2 \psi. \qquad (15)$$

In einem Kristallpulver, in dem die Kristallachsen gleichmäßig verteilt sind, findet man

$$\chi_M = \frac{N_L \mathfrak{m}_0^2}{kT} \frac{1}{3}, \qquad (16)$$

also denselben Wert wie bei freier Orientierbarkeit nach der klassischen Formel (12). Vorderhand kennt man noch nicht den Zusammenhang zwischen der Kristallstruktur und den möglichen Achsenlagen.

Gegen diese Theorie erheben sich zwei Schwierigkeiten: die erste besteht darin, daß

1) Es ist $\alpha = \frac{\Sigma p_\nu \cos^2 \vartheta_\nu}{\Sigma p_\nu}$, wobei die Winkel ϑ_ν die erlaubten Lagen angeben und daher von der Magnetonenzahl n abhängen und die p_ν die zugehörigen a priori-Gewichte sind.

2) W. Pauli, l. c.

3) O. Stern, Zeitschr. f. Phys. **7**, 249, 1921; W. Gerlach u. O. Stern, Zeitschr. f. Phys. **8**, 10, 1921; **9**, 349, 352, 1922; Ann. d. Phys. **74**, 673, 1924; W. Gerlach, Ann. d. Phys. **76**, 163, 1925; W. Gerlach u. A. C. Cilliers, Zeitschr. f. Phys. **26**, 126, 1924.

4) P. Debye, Physik. Zeitschr. **13**, 97, 1912; Handb. d. Rad. VI. Leipzig 1923.

1) P. Epstein, Science **57**, Nr. 1479, Mai 1923.

2) W. Gerlach, Physik. Zeitschr. **24**, 275, 1923.

3) A. Sommerfeld, Zeitschr. f. Phys. **19**, 221, 1923.

4) P. Weiss, C. R. **156**, 1674, 1913; W. Lenz, Physik. Zeitschr. **21**, 613, 1920; P. Ehrenfest, Zeitschr. f. Phys. **5**, 35, 1921.

die Suszeptibilitäten paramagnetischer Ionen in Lösung und in festem Salz gleich sind, während sie nach dem bisher Gesagten in Lösung durch die Richtungsquantelung, im festen Salz durch die Kristallstruktur bestimmt sein sollen.

Die zweite Schwierigkeit[1]) besteht in Folgendem: Wir haben bisher nur von so schwachen Feldern bzw. so hohen Temperaturen gesprochen, daß die Magnetisierung der Feldstärke proportional ist, die Suszeptibilität also unabhängig von ihr; mathematisch bedeutet das, daß in der Entwicklung der e-Potenz nur die ersten beiden Glieder beibehalten werden. Bei steigender Feldstärke bzw. tiefer Temperatur nähert man sich aber immer mehr dem Zustand der Sättigung[2]),

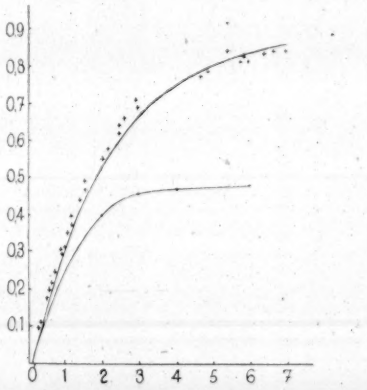


Fig. 5.

in welchem alle Moleküle sich möglichst in die Richtung der Feldstärke eingestellt haben, d. h. im Gas parallel zum Felde sind. Diese Sättigungsmagnetisierung kann bei weiterer Steigerung der Feldstärke natürlich nicht überschritten werden.

Während aber für schwache Felder im Falle der freien Drehbarkeit und im Fall eines Kristallpulvers mit nur einer Achsenlage in jedem Korn die Formeln übereinstimmen, ergibt die freie Drehbarkeit eine zweimal so große Sättigung als das Kristallpulver, da im ersteren Fall alle Moleküle parallel dem Felde sind, während im letzteren zwar alle Nordpole der Elementarmagnete auf den Südpol des äußeren Feldes hinzeigen, aber infolge der unregelmäßigen Lage der Kristallkörner noch über eine Halbkugel verteilt sind. Je mehr mögliche Achsenlagen im Korn vorhanden sind, desto mehr nähern sich die beiden Fälle[1]).

Es ist nun Kamerlingh Onnes[2]) gelungen, beim Gadoliniumsulfat sehr weitgehende Sättigung zu erreichen. In Fig. 5 stellen die Punkte die gemessenen Zahlenwerte, die obere Kurve die nach der Langevinschen Formel (12) berechneten, die untere endlich diejenige Kurve dar, die sich bei nur einer möglichen Achsenlage im Korn ergibt. Man sieht, daß hier die Abweichung sehr groß ist und daß die Achsen, wenn auch vielleicht nicht frei drehbar, doch jedenfalls zahlreiche Orientierungen annehmen können.]

E. Abweichungen vom Curieschen Gesetz. Bei zahlreichen Salzen, besonders aber bei Mischungen von flüssigem Sauerstoff und Stickstoff hat sich gezeigt[3]), daß die Temperaturabhängigkeit besser durch eine Formel von der Gestalt

$$\chi = \frac{C}{T + \Delta} \tag{17}$$

dargestellt werden kann, wobei Δ positiv oder negativ sein kann. Nach Weiss[4]) läßt sich dies ableiten, wenn man annimmt, daß für die Orientierungen eines Teilchens nicht nur das äußere Magnetfeld maßgebend ist, sondern daß diese Orientierung dadurch, sei es unterstützt, sei es gehemmt wird, daß auch die umgebenden Teilchen gerichtet sind. Diese Wirkung wird proportional der Magnetisierung angesetzt, da diese ja proportional dem Richteffekt ist, ohne daß diese Wirkung gerade magnetisch sein müßte.

Der Proportionalitätsfaktor sei ν. Dann leitet man (solange die Magnetisierung proportional dem Feld ist) leicht ab[5]):

$$\chi_M = \frac{C}{T - \Delta}$$

mit

$$\Delta = \frac{C\varrho}{M}\nu.$$

1) So sind bei drei zueinander senkrechten Lagen die Pole im Sättigungsfall auf eine Kalotte konzentriert, die den $2\sqrt{2}$ten Teil der Kugeloberfläche ausmacht.

2) H. Kamerlingh Onnes, Comm. phys. Labor. Leiden 140d (1914); H. R. Woltjer, ebenda 167b (1923); H. R. Woltjer u. H. Kamerlingh Onnes, ebenda 167c (1923).

3) A. Perrier u. H. Kamerlingh Onnes, Comm. phys. Labor. Leiden 139c.

4) P. Weiss, l. c.

5) Man leitet dies so ab:
Während man bisher die Magnetisierung nach der Gleichung berechnet hat (a Zahlenfaktor, der durch die Richtungsquantelung oder die Kristallstruktur bestimmt ist)

$$\mathfrak{M} = Na\frac{\mathfrak{m}_0^2}{kT}\mathfrak{H}, \tag{18}$$

1) P. Debye, Handb. d. Rad. l. c., S. 715.

2) Zunehmende Sättigung bedeutet abnehmendes χ, da $\mathfrak{M}$ langsamer wächst als $\mathfrak{H}$ und daher $\frac{\mathfrak{M}}{\mathfrak{H}}$ kleiner wird.

Die Größe ν ist also ein Maß für diese gegenseitige Einwirkung und tatsächlich ist sie nach den Untersuchungen im Leidener Laboratorium häufig, wenn auch nicht allgemein, desto größer, je näher im Kristall die wirksamen Ionen aneinander sitzen. Ebenso ist sie in den O_2N_2-Gemischen proportional der Sauerstoffkonzentration. Auch in einer Lösung hat Cabrera eine solche Abweichung gefunden.

4. Ferromagnetismus.

Die am längsten bekannte Erscheinung des Magnetismus ist die der permanenten Magnete. Der Ferromagnetismus ist bekanntlich auf verhältnismäßig wenige Substanzen beschränkt, metallisches Eisen, Nickel, Kobalt, Chrom, einige Legierungen, die sogenannten Heusler-Legierungen, dann auch einige Oxyde und Sulfide der Eisengruppe, alles im kristallisierten Zustand. Um ihn zu erklären, hat Weiss angenommen, daß die im Vorhergehenden besprochene gegenseitige Einwirkung, das „innere Feld", sehr stark ist, so stark, daß es unter normalen Umständen beinahe Sättigung hervorruft. Die Rechnung, welche den Verlauf der Magnetisierung als Funktion von äußerem Magnetfeld und Temperatur wiedergibt, bietet keine prinzipiellen Schwierigkeiten. Als remanente Magnetisierung in Abhängigkeit von der Temperatur findet man folgende Kurve (Fig. 6). Beim Punkte, dem sogenannten Curieschen Punkt, dessen Temperatur durch

$$T_c = A \quad (21) \qquad A = \frac{N \mathfrak{m}_0^2}{k} \alpha \nu \qquad (20')$$

gegeben ist, verschwindet die permanente Magnetisierung und der Körper wird paramagnetisch. Er gehorcht dann der Formel

$$\chi = \frac{N_L \mathfrak{m}_0^2 \alpha}{k (T - A)}. \qquad (17'')$$

schreiben wir jetzt

$$\mathfrak{M} = N\alpha \frac{\mathfrak{m}_0^2}{kT} (\mathfrak{H} + \nu \mathfrak{M}), \qquad (19)$$

was ergibt

$$\chi_M = \frac{N_L \alpha \mathfrak{m}_0^2}{k} \frac{1}{T - A}. \qquad (17')$$

Für A erhält man so:

$$A = \frac{N\alpha \mathfrak{m}_0^2}{k} \nu. \qquad (20)$$

Zum Vergleich mit einer ähnlichen Rechnung, die zu der bekannten Formel $\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2}$ für die Molekularpolarisation führt, sei bemerkt, daß man (17') auch so schreiben kann:

$$N\alpha \frac{\mathfrak{m}_0^2}{kT} = \frac{\mu - 1}{\mu + \frac{4\pi}{\nu} - 1}. \qquad (21)$$

O. E. Frivold, Ann. d. Phys. 65, 1, 1921 hat diese Ableitung durch strenge Berechnung höherer Glieder ergänzt.

Unterhalb des Curieschen Punktes dagegen hat auch ohne Feld der Kristall eine permanente Magnetisierung, die am absoluten Nullpunkt den Sättigungswert annimmt und von da an bis zum Curieschen Punkt erst langsam, dann zum Schluß schnell abnimmt. Durch ein äußeres nicht zu starkes Feld wird diese nur wenig geändert. Daß ein gewöhnliches Stück Eisen nicht stets magnetisiert ist, hat nach Weiss seinen Grund darin, daß die Richtung der Magnetisierung in den zahlreichen Kristallkörnern, die das kristallinische Stück zusammensetzen, verschieden (in jedem Korn aber in sich einheitlich) ist. Der Vorgang der Magnetisierung des Eisens als Ganzes besteht dann darin, daß die Magnetisierungsrichtungen der einzelnen Körner so umgeklappt werden, daß sie möglichst parallel sind.

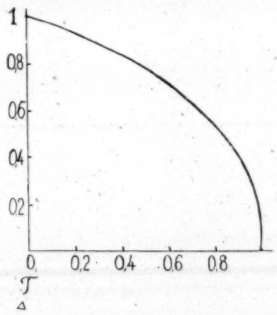


Fig. 6.

Gans[1]) hat die Formel zu verbessern gesucht, indem er berücksichtigt, daß sich jedes Molekül in einem stark schwankenden inneren Feld befindet, von dem nur das Mittel von Langevin berücksichtigt ist. Bei so starken Feldern, daß die Magnetisierung nicht mehr dem erregenden Feld proportional ist, darf man die mittlere Magnetisierung, die durch ein stark schwankendes Feld erregt wird, nicht gleich der durch eine konstante Kraft vom Betrage des Mittelwerts des Feldes erzeugten setzen.

Die Ableitung der Formel für die Abhängigkeit der Magnetisierung von der Temperatur, welche mit der Erfahrung recht gut übereinstimmt, wenn auch gewisse systematische Abweichungen vorhanden sind, ist bei den gegebenen Annahmen einwandfrei. Trotzdem scheint es vielleicht nützlich, das Auftreten des Curieschen Punktes noch etwas durchsichtiger zu machen. Hierzu denken wir uns als verein-

1) R. Gans, Gött. Nachr. 197, 1910; 118, 1911.

fachtes Modell einen Kristall, in welchem die Moleküle nur eine Lage 1 und die ihr entgegengesetzte 2 annehmen können. In einem bestimmten Zustand haben dann N_1-Moleküle die Lage 1, N_2-Moleküle die Lage 2.

Für das Verhalten des Körpers ist dann die Wahrscheinlichkeit der verschiedenen Zustände, die sich durch verschiedene Verteilung der N-Moleküle auf die Lagen 1 (N_1) und 2 (N_2) unterscheiden, maßgebend. Fig. 7 stellt den log dieser Wahrscheinlichkeit als Funktion von $\frac{N_1}{N}$ bei drei verschiedenen Temperaturen dar[1]). Bei der tiefsten Temperatur (Kurve 1) liegen die beiden Maxima am Rande, der überwiegend wahrscheinlichste Zustand ist derjenige fast völliger Magnetisierung, wobei die Richtung derselben natürlich gleichgültig ist (zwei gleiche Maxima). Steigt die Temperatur, so rücken diese gegen die Mitte zu. Es besteht zwar noch Magnetisierung, aber ohne vollständige Sättigung.

Bei noch höherer Temperatur rücken die Maxima näher zur Mitte und es erhebt sich ein neues Maximum in der Mitte[2]) (Kurve 2). Solange es aber niedriger ist als die beiden äußeren Maxima, bleibt der wirkliche Zustand durch diese bestimmt. Es sind nämlich die zahlenmäßigen Unterschiede von sehr hoher Größenordnung.

1) Die Ableitung ergibt sich folgendermaßen: Die Arbeit, die nötig ist, um ein Molekül aus der Lage 1 in Lage 2 umzuklappen, sei $2a$ $(N_1 - N_2)$, die Gesamtenergie des Kristalls also a $(N_1 - N_2)^2$. Dieser Ansatz entspricht der Weissschen Annahme einer Wirkung proportional der Magnetisierung, da diese proportional $N_1 - N_2$ ist. Die Wahrscheinlichkeit eines bestimmten Zustandes ist dann proportional

$$\frac{N_1!\,N_2!}{N!}\,e^{-\frac{a(N_1-N_2)^2}{kT}}, \qquad (22)$$

wobei der erste Faktor durch die Zahl der möglichen Vertauschungen, der zweite durch den Boltzmannschen Satz bedingt ist. Der wahrscheinlichste Zustand ist durch das Maximum dieses Ausdrucks gegeben. Nun hat der erste Faktor ein Maximum für $N_1 = N_2$, d. h. in dem Zustand, in dem ebensoviele Moleküle ihren Nordpol nach links wie nach rechts richten. Hier ist also ohne Feld keine Magnetisierung vorhanden, der Körper ist paramagnetisch (Fig. 7a).

Der zweite Faktor hat sein Maximum bei $N_1 = N$, $N_2 = o$ oder $N_1 = o$, $N_2 = N$, d. h. bei Sättigungsmagnetisierung, wobei die Richtung dieser natürlich gleichgültig ist (Fig. 7b). Der Einfluß dieses zweiten Faktors wird desto kleiner, je höher die Temperatur ist. Setzt man nun beide Faktoren zusammen, so ergibt sich folgendes: Bei tiefen Temperaturen überwiegt der Einfluß der e-Potenz, der überwiegend häufigste Zustand ist derjenige vollständiger Magnetisierung (7c, Kurve 1). Bei steigender Temperatur nimmt der Einfluß dieses Faktors ab, daher rücken die Maxima gegen die Mitte zu; es besteht zwar noch permanente Magnetisierung, aber ohne vollständige Sättigung.

2) Dieses verdankt seinen Ursprung dem ersten (Vertauschungs-)Faktor.

Wenn die Temperatur noch weiter steigt, wird ein Zustand erreicht, in welchem das mittlere Maximum höher wird als die beiden äußeren (Kurve 3). Bei dieser Temperatur wird nun der diesem mittleren Maximum entsprechende

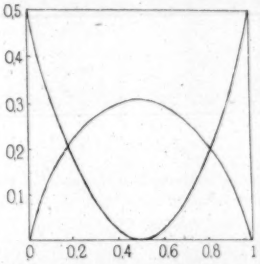


Fig. 7a u. 7b.

Zustand, d. h. der unmagnetische bzw. paramagnetische der wahrscheinlichste und daher der allein auftretende. Hierbei bedeutet eine unmerklich kleine Temperaturänderung schon eine sehr beträchtliche Änderung der Wahrscheinlichkeiten.

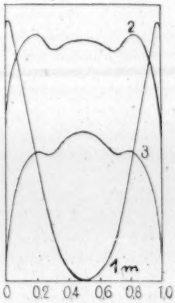


Fig. 7c.

Aus diesen Überlegungen erkennt man, daß ein solcher jäher Übergang vom ferromagnetischen in den paramagnetischen Zustand tatsächlich möglich ist, ohne daß, wie man früher gemeint hat, eine innere Umwandlung (polymorphe Umwandlung) stattfindet. Tatsächlich hat die Röntgenanalyse gezeigt, daß unter- und oberhalb des Curiepunktes das gleiche Gitter vorliegt.

Es sei noch bemerkt, daß wir hier tatsächlich einen sprunghaften Übergang gefunden haben, während die Langevinsche Formel

keinen gibt (in Übereinstimmung mit der Erfahrung bei den ferromagnetischen Körpern. Beim Übergang der flüssigen Kristalle in die amorphe Flüssigkeit, wo die gleichen Überlegungen anwendbar sind, ist ein solcher Sprung vorhanden). Das liegt an der Annahme freier Drehbarkeit bei Langevin im Gegensatz zu unserer Annahme von nur zwei möglichen Lagen. [Die wesentlichsten Probleme für die Theorie der ferromagnetischen Körper sind nun:

1. Die Anpassung der Überlegungen an den Zusammenhang mit den kristallographischen Verhältnissen, wie er experimentell von Weiss, Foex und Kunz[1]) untersucht worden ist.

2. Die Frage nach der Natur des „inneren Feldes", mit der wir uns noch etwas beschäftigen wollen. Daß gegenseitige magnetische Einwirkung viel zu schwach ist, um das gemessene Feld zu liefern, hat schon Weiss[2]) selbst erkannt. Man wird also an irgendwelche elektrische Felder denken, die mit der magnetischen Achse gleichzeitig umklappen. Die Frage ist nun die nach dem Charakter dieser Felder, ob es sich nämlich um Felder handelt, die von elektrischen Dipolen erzeugt werden und daher mit $\frac{1}{r^3}$ abnehmen, wie es dem Ansatz ihrer Wirkung proportional der Magnetisierung entspricht, oder um schneller abnehmende Felder.

Ising[3]) hat nun auf Anregung von Lenz gezeigt, daß wenigstens bei einem eindimensionalen Modell[4]) die Annahme, daß nur Nachbarn aufeinander einwirken, daß also das Feld schnell mit der Entfernung abnimmt, nicht genügt, um permanente Magnetisierung zu geben. Dann hängt nämlich die Energie des Systems nur von der Anzahl der Trennungsstellen zwischen „richtig" und „falsch" liegenden Dipolen ab und nicht von ihrer Lage, so daß es gleichgültig ist, ob nur ein Dipol falsch liegt oder eine ganze Gruppe hintereinander befindlicher. Andererseits bestehen nach Lenz[3]) gegen die Annahme ruhender Dipole deshalb Bedenken, weil die ferromagnetischen Körper alle Elektronenleitfähigkeit haben und die freien Elektronen infolge der starken Felder sich an die Dipole anlagern würden. Hier hat Schottky[5]) auf den zuerst von Landé, Born, Heisenberg und Nordheim[6]) in Kristall- und Molekülbaufragen angenommenen Synchronismus hingewiesen. Wenn wir etwa zwei Wasserstoffatome haben, deren Elektronen in parallelen, auf die Verbindungslinie senkrechten Ebenen synchron und gleichphasig umlaufen, so wirken diese beiden infolge ihres Synchronismus als Dipole aufeinander ein, während bei ungleichen Umlaufszeiten das Dipolglied des Potentials herausgemittelt würde und nur ein Quadrupolglied übrig bliebe. Solche umlaufenden Dipole werden durch den Lenzschen Leitfähigkeitseinwand nicht betroffen. Allerdings ergibt das einfachste Modell mit synchronen Kreisbahnen in parallelen Ebenen und kubischer Anordnung der Atommittelpunkte als wahrscheinlichste Anordnung eine solche mit abwechselnden Umlaufsrichtungen, d. h. ein negatives inneres Feld. Dies bedeutet, daß in Formel 17′ Δ negativ wird. Solche Anordnungen können daher das bei zahlreichen paramagnetischen Substanzen vorhandene negative innere Feld als Dipolfeld verständlich machen. Tatsächlich nimmt bei den schon erwähnten Gemischen von flüssigem Stickstoff und Sauerstoff Δ proportional der Sauerstoffkonzentration ab, wie man es bei Dipolfeldern erwarten sollte. Andererseits hat in einem ferromagnetischen Fall Weiss[1]) eine stärkere Abnahme mit der Konzentration plausibel gemacht. So ist die Frage nach der Natur des inneren Feldes in ferromagnetischen Körpern noch offen.

In dem vorliegenden Vortrag sind eine Reihe wichtiger Fragen nicht besprochen worden, die hier noch kurz angeführt seien.

1. Der Zusammenhang zwischen der Kristallsymmetrie und den magnetischen Eigenschaften ferromagnetischer Körper nach Weiss.

2. Die Erscheinungen der Hysterese und ihre Natur, ferner der Barkhauseneffekt.

3. Die „reversible Permeabilität" (Gans).

4. Die Tatsache, daß bei ganz schnell wechselnden Feldern (Wellen von ~ 10 cm Wellenlänge) die Magnetisierung ferromagnetischer Körper dem Feld nicht mehr folgt („magnetisches Spektrum", Arkadiew, Gans und Loyarte).

5. Der Zusammenhang zwischen mechanischen Effekten und der Magnetisierung d. h. Magnetisierung durch Rotation (Barnett) und Änderung des mechanischen Drehimpulses bei Änderung der Magnetisierung (Einstein-de Haas u. a.).]

1) P. Weiss, Journ. de phys. **4**, 469, 828, 1905; P. Weiss u. J. Kunz, ebenda S. 847; V. Quittner, Ann. d. Phys. **30**, 289, 1909; M. Ziegler, Diss. Zürich 1915; K. Beck, Diss. Zürich 1918; weitere Literatur bei J. Kunz, Bull. Nat. Res. Comm. 3 Nr. 18, 1922, S. 184.

2) P. Weiss, Ann. de phys. **1**, 161, 1914.

3) E. Ising, Zeitschr. f. Phys. **31**, 253, 1925.

4) Es wäre wichtig, das Resultat im dreidimensionalen Fall nachzuprüfen.

5) W. Schottky, Physik. Zeitschr. **23**, 448, 1922.

6) A. Landé, Zeitsch. f. Phys. **4**, 410, 1921; M. Born u. W. Heisenberg, Zeitschr. f. Phys. **14**, 44, 1923; L. Nordheim, Zeitschr. f. Phys. **19**, 69, 1923.

1) P. Weiss, Ann. de phys. **1**, 161, 1914.

Die experimentellen Grundlagen des Zeemaneffekts.

Von E. Back.

An dem außerordentlichen Aufschwung, welchen in den letzten Jahren die Spektroskopie genommen hat, kommt dem engeren Gebiet des Zeemaneffekts wesentlicher Anteil zu. Ein Rückblick auf den Entwicklungsgang dieses Forschungszweiges läßt dies leicht erkennen. Als Grenzlinie zwischen dem älteren und dem neuen Stande der Erkenntnis hebt sich das Eindringen der Quantentheorie deutlich hervor.

Im Jahre 1845 machte Faraday die Entdeckung, daß der Polarisationszustand eines linear polarisierten Lichtbündels, welches ein durchsichtiges Medium durchläuft, sich ändert, wenn in dem Medium ein magnetisches Kraftfeld erzeugt wird. Er sah in dieser von ihm eingehend studierten Erscheinung einen Hinweis, daß „alle Naturkräfte, in so verschiedenen Formen sie sich auch offenbaren mögen, eine gemeinsame Wurzel haben" und war überzeugt, daß die in der Drehung der Polarisationsebene des Lichtes im Magnetfelde sich ankündigende Verwandtschaft von Licht und Magnetismus noch deutlicher hervortreten müsse, wenn nicht der Lichtweg sondern die Lichtquelle der Magnetisierung unterworfen wird. Daß an den auf solche Weise gleichsam „magnetisierten" Spektrallinien eine Veränderung erkennbar sein müsse, war ihm gewiß.

Der Verwirklichung dieses Gedankens galt noch die letzte experimentelle Arbeit Faradays aus dem Jahre 1862: eine *Na*-Flamme war zwischen die Pole eines starken Elektromagneten gesetzt, ihr Spektrum wurde mit einem Steinheilschen Prismenapparat beobachtet; indessen gelang es nicht, irgendeine vom Magnetfeld hervorgebrachte Änderung der Spektrallinien, sei es bezüglich ihrer Lage oder ihres Aussehens oder des Polarisationszustandes, festzustellen. Dennoch sind diese Versuche von bleibender Bedeutung, denn sowohl der Grundgedanke wie die experimentelle Durchführung sind von der späteren Zeit unverändert übernommen und dank der vollkommeneren Hilfsmittel zu einem Erfolg geführt worden, der die ursprünglichen Erwartungen weit hinter sich ließ.

Zwischen den Arbeiten Faradays und der Entdeckung Zeemans im Jahre 1896 liegt eine Reihe tastender Versuche, unter denen die Beobachtungen des Belgiers Fiévez (1885/86) dem wahren Sachverhalt am nächsten kamen. Er glaubte im Flammenspektrum der Alkalien und des *Tl* eine Linienverbreiterung im Magnetfeld feststellen zu können, doch ließen störende Nebenwirkungen des Feldes, wie Intensitätsänderungen der Flamme und Auftreten von Selbstumkehr, das Phänomen nicht zweifelsfrei erkennen.

Dessen Entdeckung glückte erst Zeeman (1896). Zwar enthüllte sich die Erscheinung nicht sofort in allen Einzelheiten, aber doch fiel schon von den ersten Versuchen Zeemans soviel Licht auf die bisherigen Vorstellungen über den Strahlungsvorgang, die Konstitution des Atoms und damit auf die eben erst von Lorentz begründete Elektronentheorie, daß das Studium des Zeemaneffekts sofort allgemein aufgenommen wurde. Das Literaturverzeichnis der der Entdeckung folgenden Jahres (1897) weist schon über 30 Spezialarbeiten auf, das von 1898 über 40 und von da an stieg die jährliche Zahl immer rascher an[1].

Zeeman benützte bei seinen ersten erfolgreichen Versuchen die Faradaysche Anordnung einer *Na*-Flamme im Feld eines Elektromagneten, nur war der Prismenapparat durch ein Rowlandsches Gitter von 3 m Radius ersetzt. Die Beobachtung ergab zunächst zweifelsfrei eine Verbreiterung der *D*-Linien, und zwar sowohl dann, wenn die Beobachtung senkrecht zu den magnetischen Kraftlinien erfolgte (Transversaleffekt), wie auch, wenn sie durch die durchbohrten Polschuhe hindurch parallel den magnetischen Kraftlinien stattfand (Longitudinaleffekt). Aber entscheidender war, daß der Schwingungszustand des Lichtes im magnetischen Feld eine grundsätzliche Änderung aufwies: während das Licht der Flamme ohne Magnetfeld unpolarisiert ist, zeigte sich jedesmal beim Einschalten des Feldes an den Rändern der beiden verbreiterten *D*-Linien vollkommene Polarisation und zwar im Transversaleffekt lineare Polarisation beider Ränder (Schwingungsrichtung senkrecht zu den magnetischen Kraftlinien), im Longitudinaleffekt zirkulare Polarisation (an dem langwelligen Rand dem Umlaufssinn des felderregenden Stroms entgegengesetzt, am kurzwelligen ihm gleichgerichtet). Diese Feststellung war zu ihrer Zeit für die Lorentzsche Elektronentheorie von höchster Bedeutung: noch hatte das Elektron nicht den bestimmten Begriffsinhalt, der ihm heute beigelegt wird, das Vorzeichen seiner Ladung war unbestimmt. Aus dem Drehsinn der zirkularpolarisierten Linienränder in Zeemans Beobachtung — bezogen auf den Umlaufsinn des felderregenden Stromes im Elektromagneten — folgte eindeutig, daß die in der Flamme

1) Einen umfassenden historischen und systematischen Überblick über das ganze Forschungsgebiet (nach dem Stande von 1913), gibt das klassische Buch Zeemans: „Magnetooptische Untersuchungen". Leipzig 1913.

schwingenden Elektronen negative Ladung haben, ein Ergebnis, das mit dem aus Kathodenstrahlenablenkungsversuchen im elektrischen und magnetischen Felde gewonnenen übereinstimmte. Lorentz gab zu Zeemans ersten Beobachtungen sofort eine einfache Theorie: Die eine bestimmte ausgestrahlte Frequenz erzeugende Schwingung des quasielastisch an seine Ruhelage gebunden gedachten Elektrons läßt sich in eine Bewegung parallel zu den magnetischen Kraftlinien und in zwei zirkulare von entgegengesetztem Umlaufsinn in einer Ebene senkrecht zu den Kraftlinien zerlegen. Die erste Bewegung wird vom Magnetfeld nicht beeinflußt und liefert im Transversaleffekt eine Komponente am Ort der nicht magnetisierten Spektrallinie (sog. Nullage), im Longitudinaleffekt dagegen wird diese Schwingung nicht sichtbar, es fehlt also hier die Komponente der Nullage. Von den beiden zirkularen Bewegungen wird die eine durch das Magnetfeld beschleunigt, die andere um ebensoviel verzögert, sie ergeben also zwei Komponenten, die gegen die Nullage nach kürzeren bzw. längeren Wellen um den gleichen Betrag $\delta\lambda$ verschoben sind und im Transversaleffekt lineare Polarisation senkrecht zu den magnetischen Kraftlinien, im Longitudinaleffekt rechts — bzw. links — zirkulare Polarisation zeigen. Lorentzs Theorie sagte also als „magnetischen Typus" einer Spektrallinie im magnetischen Feld Auflösung in ein Triplett voraus mit senkrecht zu den Kraftlinien schwingenden Außenkomponenten und parallel schwingender Mittelkomponente im Transversaleffekt; ein magnetisches Dublett mit entgegen gesetzt zirkularschwingenden Komponenten im Longitudinaleffekt. Für die Verschiebung der äußeren Komponenten gegen die Nullage, die „Aufspaltungsgröße", folgt nach dem Ansatz von Lorentz aus der Gleichgewichtsbedingung für das quasielastisch gebunden schwingende Elektron und der die Elektronenbewegung beschleunigenden bzw. verzögernden Magnetkraft:

$$\delta\nu = \frac{\delta\lambda}{\lambda^2} = \frac{e}{m}\cdot\frac{1}{4\pi c}\cdot\mathfrak{H} \qquad (1)$$

oder, wenn man die Konstanten zusammenfaßt und setzt:

$$a = \frac{e}{m}\cdot\frac{1}{4\pi c},$$

so erhält man als die spezifische Aufspaltung:

$$\frac{\delta\nu}{\mathfrak{H}} = \frac{\delta\lambda}{\lambda^2\,\mathfrak{H}} = a, \qquad (1a)$$

e/m ist die spezifische Ladung des Elektrons, c die Lichtgeschwindigkeit und $\mathfrak{H}$ das magnetische Feld; a hat (nach neueren Bestimmungen) den Zahlenwert $4{,}7\cdot 10^{-5}$ Gauß$^{-1}$ cm^{-1}.

Diese von Lorentz aus Zeemans ersten Beobachtungen gezogenen Folgerungen schienen Faradays Frage nach der Veränderung der Spektrallinien im Magnetfeld vollständig zu beantworten; in der Tat waren Zeemans Beobachtungen mit der viel weitergehenden theoretischen Aussage dann in Einklang, wenn man die verbreiterten D-Linien mit ihren polarisierten Rändern als ein noch nicht völlig aufgelöstes magnetisches Triplett ansah. Beziehung (1) wies zugleich einen ganz neuen Weg, durch gleichzeitige Messung der „Linienaufspaltung" $\frac{\delta\lambda}{\lambda^2}$ und des angewandten Magnetfeldes die Konstante e/m zu bestimmen[1]. Die von Zeeman geschätzte Größe der magnetischen Linienverbreiterung ergab für e/m die Größenordnung 10^{-7} EME gr^{-1}, was ebenfalls mit den Messungen an abgelenkten Kathodenstrahlen befriedigend übereinstimmte.

Das nächste Ziel Zeemans war, durch Verbesserung der experimentellen Methode das theoretisch vorausgesagte magnetische Triplett wirklich zu beobachten. Dies gelang schon im nächsten Jahr (1897) an der Cd-Linie 4678 AE (Bild 4 der Tafel der Vergrößerungen). Damit schien die Theorie nunmehr voll bestätigt; aber wieder ein Jahr später fand Zeeman, daß der Triplettypus durchaus nicht der einzig vorkommende ist, sondern daß sogar in einunddemselben Spektrum — es war das des Zn — die Zerlegungsbilder verschiedener Linien völlig von einander abweichen (Bild 5 und 6). Wenig später beobachtete Cornu mit verbesserten Mitteln und fast gleichzeitig mit ihm Zeeman die völlige Aufspaltung der D-Linien und fand für jede der beiden einen besonderen, sowohl von dem Lorentz-Triplett, als auch von den Zn-Linien Zeemans verschiedenen Zerlegungstypus. Nach den Grundannahmen von Lorentz war daraus zu schließen, daß entweder die Größe e/m nicht konstant sei, oder daß die Elektronen im Atom nicht frei um ihre Gleichgewichtslage schwingen. Durch die letztere Annahme gelang es Lorentz, die Theorie den abweichenden Beobachtungen anzupassen. Die komplizierten und bis dahin ausschließlich beobachteten Zerlegungstypen be-

1) Diese Methode, welche gegenwärtig zu den genauesten e/m-Bestimmungen rechnet, — die sog. Absolut-Bestimmung des Zeemaneffekts — hat überdies die Bedeutung, daß eine einmal exakt durchgeführte Absolutbestimmung weniger Zeemantypen ein Mittel liefert, nach Gleichung (1) die magnetische Feldstärke in einer Spektralaufnahme mit einer Genauigkeit von $+ 1^0/_{00}$ zu ermitteln; man hat dazu nur für das Vorhandensein wenigstens eines der absolut gemessenen Zeemantypen in der Lichtquelle zu sorgen.

zeichnete man als anomale im Gegensatz zu der von Lorentzs ursprünglicher Theorie vorausgesagten durch Gleichung (1) definierten normalen Aufspaltung (sog. Lorentz-Triplett).

In rascher Folge wurde nun das Beobachtungsmaterial[1]) vermehrt mit dem Ergebnis, daß die Existenz normaler Tripletts sich nicht nachweisen ließ, anomale Typen dagegen in reicher Mannigfaltigkeit in den verschiedensten Spektren festgestellt wurden.

Damit klaffte ein offener Widerspruch zwischen Theorie und Experiment. Jene sagte einen allgemeingültigen einfachen Aufspaltungstypus, das normale Triplett, voraus, dieses stellte ausnahmslos das alleinige Vorkommen abweichender anomaler Typen fest.

Jedoch zeigte sich alsbald, daß in der Mannigfaltigkeit der anomalen Typen eine durchgehende Gesetzmäßigkeit herrsche. Darauf wies eine von Preston (1899) zwar nur aus beschränktem Beobachtungsmaterial erschlossene, aber allgemein ausgesprochene Regel („Prestonsche Regel") deutlich hin, wonach zwischen der Serienordnung der Spektrallinien und dem Zeemantypus ein genauer Zusammenhang derart besteht, daß:

1. in einunddenselben Linienserie alle Glieder gleichen Zeemantypus haben,

2. homologe Linien verschiedener Spektra denselben Zeemantypus besitzen.

Preston erkannte, daß diese Regel auf eine universelle vom Atombau eines bestimmten Elements unabhängige Eigenschaft hinweise. Aus diesem Grunde kommt ihr hervorragendes praktisches Interesse als allgemeines Klassifikationsprinzip der Spektroskopie zu, denn weil nach der Prestonschen Regel „die Ordnung des allgemeinen Serienschemas zugleich die Ordnung der anomalen Zeemantypen darstellt" Paschen 1912, läßt sich die Einordnung noch nicht klassifizierter Linien in das Serienschema auf Grund ihrer Zeemantypen zweifelsfrei ausführen. Eine breite und sichere Grundlage erhielt die Entdeckung Prestons insbesondere durch die Arbeiten von Runge und Paschen über die Spektra des *Mg*, *Zn*, *Cd*, *Hg* *Cu* und *Tl* (1902).

1) Unter den Arbeiten dieser Frühzeit ragen neben denen Zeemans besonders die von Preston und Michelson hervor. Preston fand, daß gewisse anomale Typen den Spektren des *Mg*, *Cd*, *Zn* gemeinsam sind und sich innerhalb dieser Spektren wiederholen. Michelson konnte mit Hilfe seines Interferentialrefraktors und besonders mit dem von ihm für diese Untersuchungen eigens erdachten Stufengitter nachweisen, daß viele für gewöhnlich als magnetische Tripletts erscheinende Typen bei hoher Auflösungskraft des Spektralapparates und hinreichend geringer Linienbreite eine feinere Struktur ihrer Komponenten zeigen.

Das Rätsel der anomalen Typen war mit der Prestonschen Entdeckung freilich nicht gelöst. Einen bedeutsamen Schritt in dieser Richtung, der zugleich die bis dahin noch ganz unbestätigte ursprüngliche Lorentzsche Theorie in helles Licht setzte, knüpft sich an den Namen Runges („Rungesche Regel" 1907). Er fand — ausgehend von den Messungen der Zeemantypen von *Ne* durch Lohmann —, daß viele der bis dahin bekannten anomalen Zeemantypen hinsichtlich ihrer Aufspaltungsgröße (d. i. dem Komponentenabstand von der Nullage) in einer einfachen Beziehung zu dem durch Gleichung (1) bestimmten Lorentz-Triplett stehen, wenn man die Komponentenabstände in der Skala der Schwingungszahlen mißt. So sind beispielsweise, wenn die spezifische Aufspaltung des normalen Tripletts in Schwingungszahlen mit a bezeichnet wird [Gl. (1a)], die Zeemantypen der D-Linien dargestellt durch den Ausdruck:

$$D_1 = \frac{(2)\,4}{3} \cdot a$$

$$D_2 = \frac{(1)\,5}{3} \cdot a^1)$$

d. h. die Komponentenlage ist in einfacher Weise mit der Komponentenlage des normalen Tripletts, welche in gleicher Schreibweise durch den Ausdruck $\frac{(0)\,1}{1} \cdot a$ dargestellt wird, durch einen für jeden anomalen Typus charakteristischen „Rungeschen Zähler" und einen „Rungeschen Nenner" verknüpft; für die D-Linien (Bild 2) ist der Nenner 3, für die obengenannten *Cd* und *Zn*-Linien (Bild 4, 5, 6) ist er 2.

Lag in dieser einfachen Verknüpfung der anomalen Aufspaltung mit der normalen schon ein überzeugender Hinweis, daß die ursprüngliche Lorentzsche Theorie trotz der offenbar zu großen Einfachheit ihrer Grundannahmen dennoch in wesentlichen Zügen das Richtige getroffen hatte, so erfuhr sie — 12 Jahre nach ihrer Schöpfung — eine unmittelbare volle Bestätigung durch die Auffindung von quantitativ und qualitativ exakt der Theorie entsprechenden Lorentz-Tripletts in mehreren wohlbekannten Spektren[2]) (Bild 1). Es waren dies Spektrallinien, die zur Klasse der „einfachen Linien" (Singuletts)

1) Eingeklammerte Ziffern bedeuten parallel zur Feldrichtung, nicht eingeklammerte senkrecht zu ihr schwingende Komponenten. Die Überstreichung einzelner Ziffern soll die Komponente größter Intensität hervorheben.

2) *He*: W. Lohmann (1908)
Zn 1 *NS* 6362 AE
Cd „ „ 6439 „ } T. Royds (1909)
Hg 4916; 4108; 4347 AE } F. Paschen (1909).
Mg 5523; 4703

gehören. Paschen machte (1912) darauf aufmerksam, daß anomale Typen ausnahmslos solchen Linien (Termkombinationen) zukommen, in denen wenigstens einer der kombinierenden Terme Multiplizität[1]) besitzt und wies auf die Bedeutung des Kombinationsprinzips für das Verständnis der anomalen Typen hin. Gerade dieser Zusammenhang kömmt in der 10 Jahre später durchgeführten Quantentheorie des Zeemaneffekts der anomalen Typen aufs schärfste zum Ausdruck.

Bis 1913 waren im wesentlichen die Typen der Haupt- und zweiten Nebenserie der Singuletts, Dubletts und Tripletts sichergestellt und durchgehend im Einklang mit der Rungeschen Regel befunden, nicht aber die der ersten Nebenserie. Es hatte den Anschein, als ob für diese ein rationaler Rungescher Nenner (= kleine ganze Zahl) nicht besteht und überdies bei homologen Linien das spezifische Aufspaltungsbild nicht identisch sei, so daß hier die Rungesche und die Prestonsche Regel versagen. Der Grund dieser scheinbaren Unstimmigkeit lag indessen lediglich darin, daß die wahren Typenformen lange Zeit nicht erkannt waren. Die experimentelle Schwierigkeit, sie rein zu erzeugen, ist größer, weil die Struktur dieser Typen komplizierter und der Komponentenabstand viel enger ist. Die Analyse dieser Typen glückte erst später durch Verfeinerung der Lichtquellen, (Verfasser 1913, 1923).

Fig. 1 gibt eine schematische Darstellung der experimentell sichergestellten Typen der Haupt-, ersten und zweiten Nebenserie der Singuletts, Dubletts und Tripletts[2]) und damit zugleich ein eindrückliches Beispiel für die Rungesche Regel.

Ein neuer Abschnitt beginnt für die Zeemaneffektforschung mit der Anwendung der Quantentheorie auf dieses Gebiet[3]). Die quantentheoretische Behandlung des normalen Zeemaneffekts (1916—1918) knüpft sich an die Namen von Debye, Sommerfeld, Rubinowicz und Bohr.

Nach der Bohr'schen Theorie wird eine Spektrallinie der Frequenz ν ausgesandt, wenn das äußere Elektron im Atomverband von einer quantentheoretisch zulässigen Bahn von bestimmtem Energieinhalt nach einer solchen niedereren Energieinhalts übergeht. Ist W der gesamte

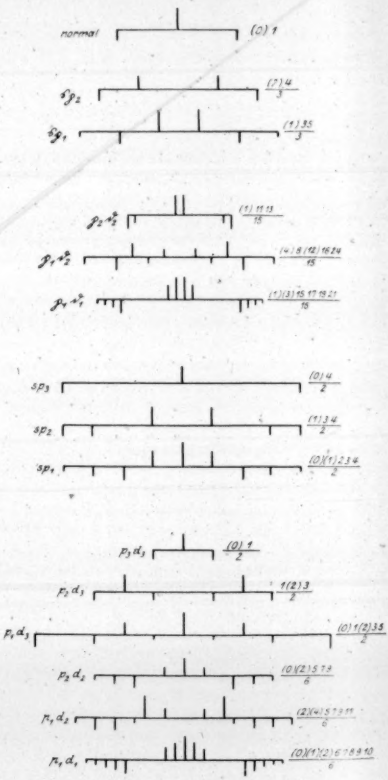


Fig. 1.
Die Typen der II und I Nebenserie der Singuletts, Dubletts und Tripletts.

links: Termkombination, rechts: spezifische Aufspaltung in Bruchteilen vom a (Rungescher Zähler und Nenner).
Senkrechte Striche über den horizontalen Linien: parallel zur Feldrichtung schwingende Komponenten.
Senkrechte Striche unter den horizontalen Linien: senkrecht zur Feldrichtung schwingende Komponenten.
Die senkrechten Strichlängen deuten die relativen Intensitäten der Komponenten an.

Energieinhalt des Atoms in einem quantentheoretisch möglichen Zustand, so ist $-W/h$ nach der Bohrschen Theorie der zugehörige Spektralterm (h = Planckscher Wirkungsquantum). Beim Übergang aus dem Anfangszustand a in

1) In der Ritz-Paschenschen Serienbezeichnung „einen Index führt", ist der damaligem Sprachgebrauch entsprechende Wortlaut der Bemerkung.

2) Fig. 1 ist entnommen aus „Back-Landé, Zeemaneffekt", Springer, Berlin, 1925. In dieser Figur ist noch die alte (Paschensche) Indexbezeichnung, nicht die Sommerfeldsche (Index = innere Quantenzahl) angewendet. Lediglich aus diesem Grunde ist die alte Indizierung auch im folgenden beibehalten.

3) Die folgende Darstellung schließt sich an A. Landé a. a. O. an, auch sind die Figuren von dort entnommen.

den Endzustand e wird die Energie $W_a - W_e$ als monochromatische Strahlung der Frequenz

$$\nu = \frac{W_a}{h} - \frac{W_e}{h} \qquad (2)$$

ausgesandt.

Wirkt während des ganzen Vorgangs unverändert ein Magnetfeld $\mathfrak{H}$, so ist die Energie des Anfangs- und Endzustands um ΔW_a bzw. ΔW_e, die ausgesandte Schwingungszahl ν um

$$\Delta\nu = \frac{\Delta W_a}{h} - \frac{\Delta W_e}{h} \qquad (3)$$

geändert.

$\Delta\nu$ ist die Zeemanverschiebung. Zu ihrer Berechnung ist der magnetische Zusatzterm $\frac{\Delta W}{h}$ zu bestimmen. Den Weg dazu gibt die klassische Theorie des Zeemaneffekts. Die Wirkung des Magnetfeldes auf die zunächst feldlos gedachten, zu der Feldrichtung beliebig orientierten Elektronenbahnen besteht darin, daß das Bahngebilde (von dem mechanischen Drehimpuls J) eine gleichförmige Drehung um die Feldrichtung als Achse (Präzession) ausführt mit der Umlaufszahl

$$\mathfrak{o} = \frac{e}{m} \cdot \frac{1}{4\pi c} \cdot \mathfrak{H} \qquad (4)$$

(Larmorscher Satz). [(4) ist gleichbedeutend mit (1); nach der klassischen Theorie werden die Elektronenbewegungen unmittelbar als elektromagnetische Wellen auf den Raum übertragen, die Larmorfrequenz $\mathfrak{o}$ ist also dort zugleich die Zeemanverschiebung].

Die Larmorsche Zusatzbewegung ist verbunden mit einer Vermehrung der kinetischen Energie ΔW des Systems, die gegeben ist durch

$$\Delta W = 2\pi\mathfrak{o} J \cos(J\mathfrak{H}) = 2\pi\mathfrak{o} M \qquad (5)$$

(M ist die Projektion von J auf die Feldrichtung, die äquatoriale Impulskomponente). Hiernach ergibt sich die Zeemanverschiebung (3) zu

$$\Delta\nu = 2\pi\mathfrak{o}\left(\frac{M_a}{h} - \frac{M_e}{h}\right). \qquad (6)$$

Nun sind nach der Quantentheorie J und M eingeschränkt durch die Quantenbedingungen

$$\left.\begin{aligned} 2\pi J &= j h \\ 2\pi M &= m h. \end{aligned}\right\} \qquad (7)$$

Aus (7) folgt:

$$\frac{J}{M} = \frac{j}{m}$$

und mittels (5):

$$m \leqq j,$$

j (Quantenzahl des Drehimpulses, Sommerfelds innere Quantenzahl) und m (äquatoriale Quantenzahl) sind ganze Zahlen. Mittels (7) geht (3) bzw. (6) über in

$$\Delta\nu = \frac{\Delta W_a}{h} - \frac{\Delta W_e}{h} = \mathfrak{o}(m_a - m_e). \qquad (8)$$

In $\mathfrak{o}$ ist nach (4) die Feldstärke enthalten, h hat sich in (8) herausgehoben (nach einer Bemerkung von Sommerfeld ist hier „die Quantentheorie latent geworden," weswegen für den normalen Zeemaneffekt auch die klassische Theorie zum Ziele führen konnte).

Die Zahlen m_a und m_e sind verschiedener Werte fähig:

$$m = +m_{\max} = +(m_{\max} - 1) \ldots . \qquad (9)$$

überdies kann m im Anfangs- und Endzustand verschiedene Werte haben. Tabelle 1 gibt ein Beispiel für $j_a = 3$ und $j_e = 2$.

Tabelle 1.

m	-3	-2	-1	0	1	2	3
$\frac{\Delta W_a}{h\mathfrak{o}}$	-3	-2	-1	0	1	2	3
$\frac{\Delta W_e}{h\mathfrak{o}}$		-2	-1	0	1	2	

Nach (8) wird $\Delta\nu$ erhalten durch Subtraktion irgendeines Gliedes aus Zeile 2 von einem Glied aus Zeile 1. Von diesen Differenzbildungen sind nach Bohr und Rubinowicz quantentheoretisch nur zulässig die durch Pfeile verbundenen, bei denen sich m um 0 oder ± 1 ändert, wobei der Übergang $m \to m$ eine π-Komponente, der Übergang $m \to m \pm 1$ eine zirkular um die Feldrichtung schwingende Komponente (σ-Komp.) ergibt. Ein Bild der magnetisch verschobenen Termniveaus und der quantentheoretisch möglichen Stellungen des Drehimpulsvektors gibt Fig. 2.

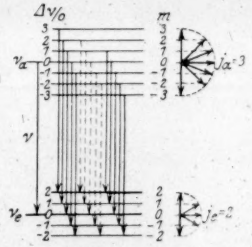


Fig. 2.

Für die Theorie des normalen Zeemaneffekts ist es charakteristisch, daß in Tabelle 1 alle 5 senkrechten Pfeile dieselbe π-Kompo-

nente in der Nullage ($\Delta\nu = 0$), alle rechtsgerichteten dieselbe σ-Komponente $+1$, alle linksgerichteten dieselbe σ-Komponente -1 ergeben. Beim anomalen Zeemaneffekt dagegen findet ein Zusammenfallen von Komponenten verschiedenen Ursprungs nicht mehr statt, an die Stelle des Triplettypus tritt dann ein komponentenreicherer.

Die Theorie des anomalen Zeemaneffekts knüpft sich besonders an den Namen Landés. Vor ihm tat den ersten Schritt van Lohuizen (1919), indem er die Verschiebung der π- und σ-Komponenten eines anomalen Typus als Differenz zweier verschobener Terme auffaßte. Sommerfeld (1920) erkannte, daß der Rungesche Nenner des anomalen Zeemantypus gleich dem Hauptnenner der beiden kombinierenden Termaufspaltungsbrüche ist („magnetooptischer Zerlegungssatz"). Verf. (1921) gab eine Regel an, nach der die Anzahl der Zeemankomponenten für beliebige Termkombinationen berechnet werden kann. Aber erst Landé (1921) gelang die Termanalyse der anomalen Zeemantypen. Als Beispiel einer solchen sei die Kombination $p_2 d_2$ der Tripletts (Fig. 1 Nr. 3 von unten) gewählt, die den beobachteten Typus $\pm \frac{(0)\ (2)\ 5\ 7\ 9}{6}$ besitzt. Man bildet eine der Tabelle 1 analoge und trägt für die magnetischen Zusatzterme $\frac{\Delta W}{h \cdot 0}$ solche Brüche ein, daß die Differenzbildung (Pfeile in Tab. 2) den vorgebenen Typus liefert (Tab. 2):

Tabelle 2.

m		-2	-1	0	1	2
$\frac{\Delta W}{h0}$	von p_2		$-3/2$	0	$3/2$	
$\frac{\Delta W}{h0}$	von d_2	$14/6$	$7/6$	0	$7/6$	$14/4$
Zeemantypus		$-8/6$	$-5/6\ (2/6)$	0	$(2/6)\ 5/6$	$8/6$

Es zeigt sich, daß die gesuchten Termaufspaltungsgrößen $\frac{\Delta W}{h0}$ für p_2 bzw. d_2 sich darstellen als Produkt der äquatorialen Quantenzahlen m mit einem „Aufspaltungsfaktor" g, der für $p_2 = {}^3/_2$, für $d_2 = {}^7/_6$ ist. In gleicher Weise läßt sich die Termanalyse für alle Zeemantypen der Fig. 1 durchführen, man erhält im allgemeinen dann für jeden Term ein anderes, für ihn charakteristisches g. Auf solche Weise gelang es Landé nicht nur aus den beobachteten Zeemantypen der Fig. 1 das System der g-Werte der dort enthaltenen Termarten abzuleiten, sondern auch unter Benutzung der empirisch bestimmten Zeemaneffekte des *Cr* (Gieseler 1922) und *Mn* (Verfasser 1923) zu zeigen, daß die Dublett- und Tripletterme der Fig. 1 zu einer großen Klasse von „Multiplettermen" gehören, deren Struktur und magnetische Aufspaltung von einem einheitlichen Gesetz beherrscht wird. Jeder Term ist in dieser Klasse durch seine „Multiplizität" r ($r = 1$ für Singulett-, $r = 2$ für Dublett-, $r = 3$ für Tripletterme usf.), seine „azimutale Quantenzahl" k ($k = 1$ für s-, $k = 2$ für p-, $k = 3$ für d-Terme u. s. f.) und seine „innere Quantenzahl" j ($= m_{\max}$) eindeutig bestimmt. Die schönste Frucht der Landéschen Untersuchungen ist nun die Entdeckung, daß der Termaufspaltungsfaktor g jedes beliebigen Termes durch eine einfache Formel, die „Landésche g-Formel" gegeben ist, in die nur die Größen r, k und j eingehen. Ein Beispiel für die Termanalyse von Multiplettlinien und die empirische Bestätigung der g-Formel ist in der Erläuterung zu Bild 7 gegeben.

Die g-Formel beherrscht die Termaufspaltungen und damit die Zeemantypen aller Termkombinationen bis zu beliebig hoher Multiplizität; sie ermöglicht, die magnetischen Momente der Atome (Magnetonenzahl μ) in jedem Termzustand anzugeben [$\mu = g \cdot j$] und enthält die Prestonsche und die Rungesche Regel in einer vertieften Bedeutung in sich [$\frac{\mu}{j} = g$ ist von der Hauptquantenzahl n und der Atomnummer Z unabhängig (Prestonsche Regel, $\frac{\mu}{j} = g$ ist rational (Rungesche Regel)]. Die allgemeine Bedeutung der g-Formel liegt darin, daß sie eine umfassende Kenntnis der magnetischen Eigenschaften der Spektralterme verschafft, ohne die ein tieferes Verständnis der spektroskopischen Gesetze und ihre atomtheoretische Deutung nicht möglich ist. Nicht geringer ist der praktische Wert der g-Formel als Führer durch das Wirrsal der verwickelten Spektren insbesondere in der zweiten Hälfte des periodischen Systems; es ist überraschend, wie schnell deren Ordnung seit der Analysierbarkeit durch die Termdarstellung des Zeemaneffekts und der damit zusammenhängenden Auffindung des allgemeinen Multiplettstrukturschemas fortschreitet.

Die streng erfüllten Gesetzmäßigkeiten, welche von der g-Formel umfaßt werden, erstrecken sich allerdings nicht auf alle Multiplettsysteme, es kommen auch anders geartete vor (z. B. *Ne*, *Sn*, *Pb*), die, nach Ausweis der beobachteten Zeemaneffekte, das rationale Struktur- und Aufspaltungsgesetz nicht befolgen. Nach neueren Anschauungen bilden sie Übergänge zwischen zwei verschiedenen Klassen von rationaler

Termaufspaltung, was in jüngster Zeit besonders durch Untersuchungen von Pauli, Landé, Heisenberg, Russell und Saunders, Goudsmit, Hund aufgeklärt worden ist. Die empirische Feststellung des Zeemaneffekts ist bei diesen Spektren noch in den Anfängen. Die Theorie sieht irrationale g-Werte voraus, die mit wachsender Hauptquantenzahl n rationalen Grenzwerten zustreben, also ein Versagen der Rungeschen und der Prestonschen Regel.

Die bisher behandelten Gesetze des anomalen Zeemaneffekts gelten mit einer gewissen Einschränkung, der nämlich, daß eine obere Grenze der Feldstärke nicht überschritten wird. Jenseits dieser treten mit wachsender Feldstärke in zunehmendem Maße Symmetriestörungen an den zu einem Multiplett zusammengehörigen anomalen Typen auf, die den Anschein teils einer Abstoßung, teils eines Zusammenwachsens gewisser Komponentengruppen erwecken, und schließlich wird bei sehr starken Feldern[1]) asymptotisch ein Zustand erreicht, in dem von der ursprünglichen Gruppe anomaler Typen nur ein normales Zeemantriplett übriggeblieben ist, als wenn nicht eine Liniengruppe, sondern ein einzelnes Singulett magnetisch zerlegt wäre (Paschen-Back-Effekt). Die einzelnen Stadien eines solchen Übergangs sind von Paschen und Back (1912/13) an dem engen Sauerstofftriplett 3947 AE und dem Na-Dublett 2852, besonders eingehend von Kent (1914) an den engen Doppellinien des Li (Bild 3) studiert worden.

Für die magnetische Verwandlung eines Dubletts (ps-Kombination) hat Voigt (1913) eine mit der Erfahrung gut übereinstimmende Theorie gegeben, die von Sommerfeld (1914) vereinfacht und später (1922) quantentheoretisch umgeformt worden ist. Nach quantentheoretischer Auffassung besteht der Verwandlungsvorgang darin, daß die ursprünglich anomalen Termniveaus mit wachsendem Feld sich so verschieben, daß sie schließlich normale ($m \cdot g =$ ganze Zahl) werden. Die Verallgemeinerung der Theorie von den Dubletts zu den Tripletts und höheren Multipletts verdankt man besonders Heisenberg, Pauli und Landé. Einer ausgiebigen Vergleichung der theoretischen Ergebnisse mit der Erfahrung stehen leider zur Zeit noch unüberwindliche experimentelle Schwierigkeiten im Wege, weil der zu Gebot stehende Feldstärkebereich zu eng ist. Nur bei sehr engen Liniengruppen genügt er für den Übergang von schwachen bis zu starken Feldern; dann aber ist bei schwachen und mittleren Feldstärken das Gefüge der sich überschneidenden Zeemantypen so dicht, daß eine spektrale Zerlegung in Einzelkomponenten meist nicht mehr möglich ist. Somit läßt sich nur bei ganz engen Liniengruppen das Endstadium (und dieses ausschließlich), bei weniger engen Liniengruppen aber nur das Anfangs- und Mittelstadium hinreichend genau beobachten. Es ist zu hoffen, daß die erfolgreichen Versuche von Skinner und Kapitza, extrem hohe Feldstärken zu erzeugen, ein umfassendes Studium des Paschen-Backeffekts ermöglichen werden. Ein wichtiges Ergebnis der genannten verallgemeinerten Theorie besteht darin, daß es gelingt, aus den leicht anzugebenden ganzzahligen g-Werten für starke Felder Rückschlüsse zu ziehen auf die noch unbekannten g-Werte der anomalen Multipletts für große Werte der Hauptquantenzahl n.

Den bisher betrachteten Verwandlungsvorgang bezeichnet man als totalen Paschen-Backeffekt, ihm steht gegenüber ein partieller, der vorliegt, wenn bei einer Multiplettgruppe (beispielsweise der Kombination $p_i d_i$) das Magnetfeld zwar stark in bezug auf den enger gebauten (z. B. den d_i-Term), aber noch schwach bezüglich des weiter gebauten (p_i-Terms ist. Die „Normalisierung" der magnetischen Niveaus tritt dann nur bei dem engen Mehrfachterm ein. Fälle solcher Art sind z. B. die experimentell sichergestellten ($p_i d$)-Kombinationen des Mg (Tripletts) und Na (Dubletts). Die Theorie kommt hier zu einer Voraussage der Zeemantypen, die im ganzen sehr gut mit der Erfahrung übereinstimmt, doch zeigt der experimentelle Befund einige Besonderheiten, welche auf eine theoretisch nicht vorausgesehene Verschärfung des allgemeinen „Auswahlprinzips der m" (S. 837) hindeuten.

Die Kenntnis der Gesetzmäßigkeiten des Zeemaneffekts ist in jüngster Zeit wesentlich erweitert worden durch Aufdeckung rationaler Intensitätsverhältnisse der Komponenten in den anomalen Zeemantypen. Die neuen und überraschenden Ergebnisse dankt man namentlich Ornstein und Burger und deren Mitarbeitern. Ihre Untersuchungen gründen sich auf die von Moll und Ornstein ausgearbeiteten Photometrierungsmethoden und auf die Ergebnisse, welche damit Burger und Dorgelo aus Messungen der relativen Intensitäten von Multipletts erhalten haben. Es hat sich gezeigt, daß die Intensitätsverhältnisse der (feldlosen) Linien einer zusammengehörigen Multiplettgruppe, in denen sich die „Quantengewichte"

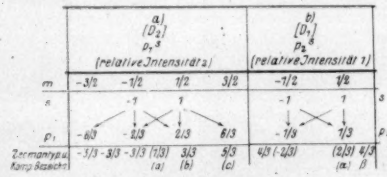
[1]) „stark" ist relativ zu verstehen: Die ν-proportionale Zeemanaufspaltung $\delta\nu_{\text{norm}}$ (Gl. (1) S. 834) soll etwa so groß werden, wie die gesamte Weite $\Delta\nu$ der (feldlosen) Multiplettgruppe.

($= 2j + 1 =$ Anzahl der möglichen Stellungen des Atoms im Magnetfelde) der zugeordneten Anfangs- und Endzustände ausdrücken, rational und völlig durch die Zahlen r, k, j bestimmt sind.

Für die Darstellung der Intensitätsverhältnisse zwischen den Zeemankomponenten von anomalen Typen beschränken wir uns auf das Beispiel der $(p_i s)$ Kombination der Dubletts.

Tabelle 3 a und b stellt entsprechend Tabelle 2 das magnetische Termniveauschema und den daraus abgeleiteten Zeemantypus der beiden Linien (D-Linien) dar.

Tabelle 3.



Die (experimentell sichergestellten) 4 Intensitätsverhältnisse $a:b$, $a:c$, $a:\alpha$, $a:\beta$ (es genügt, die rechten Hälften der symmetrischen Typen in Tabelle 3 zu berücksichtigen) ergeben sich quantitativ mit den Beobachtungstatsachen übereinstimmend auf Grund folgender 4 Beziehungen:

1. Das Verhältnis der Gesamtintensitäten der Kombinationen $(sp_1):(sp_2)$ ist $= 2:1$ (nach Beobachtung und auf Grund der oben angeführten Gesetze der „rationalen Intensitätsverhältnisse von Multiplettlinien").

2. u. 3. Jeder der beiden Zeemantypen muß als Ganzes unpolarisiert sein (wobei zu berücksichtigen ist, daß jede σ-Komponente auch als zirkularpolarisierte in longitudinaler Richtung — S. 834 — ausgestrahlt wird, also doppelt zu zählen ist).

4. Nach einer von Ornstein und Burger aufgestellten Regel ist die Gesamtintensität, welche von einem Energieniveau der äquatorialen Quantenzahl m ausgeht, ebenso groß, wie die für jedes andere Energieniveau desselben Terms, d. h. die Gesamtintensität in irgendeinem Pfeilbündel (vgl. Tabelle 3), das von p_1 nach s führt, ist ebenso groß wie die in jedem anderen von p_1 nach s; Gleiches gilt für die Pfeilbündel von s nach p_1 und ebenso für $s \rightleftarrows p_2$ (z. B. geht von $+\,{}^2/_3$ in Tabelle 3a ein Bündel von 2 Pfeilen nach s, das zu den Zeemankomponenten a und c, von $+\,{}^6/_3$ 1 Pfeil nach s, der zur Komponente b Veranlassung gibt, also muß nach 2. und 4. sein: $2c + a = 2b$).

Setzt man die kleinste Intensität $= 1$, so ergibt sich nach 1. bis 4. die Intensitätsverteilung der Tabelle 4, die mit der Beobachtung ganz im Einklang ist.

Magnetisches Niveauschema und Zeemantypus der D-Linien.

Tabelle 4.

	πp_1			πp_2	
Zeemankomponente	$\pm\,({}^1/_3)$	${}^3/_3$	${}^5/_3$	$({}^2/_3)$	${}^4/_3$
relative Intensität und	4	3	1	2	2
Komponentenbezeichnung	a	b	c	α	β

Relative π- und σ-Intensitäten der D-Linien.

Die gleiche Intensitätsverteilung hat für den Fall des ps-Dubletts bemerkenswerterweise Sommerfeld bei Umarbeitung der Voigtschen Theorie in quantentheoretische Form vorausgesagt.

Die angeführten Regeln beherrschen unmittelbar die Intensitätsverteilung der anomalen Zeemantypen von $p_i s$-Kombinationen bis zu beliebig hoher Multiplizität, da für diese das zur Anwendung von Beziehung (1) erforderliche Verhältnis der Gesamtintensitäten unmittelbar als Verhältnis der Quantengewichte des Mehrfachterms gegeben ist. Weniger einfach ist die Aufteilung der Intensität auf die feldlosen Liniengruppen von „zusammengesetzten Multipletts" (in denen beide kombinierenden Terme mehrfach sind, wie z. B. in den Kombinationen $p_i d_i$, $d_i f_i$), doch ist auch diese Aufgabe gelöst. Es verdient hervorgehoben zu werden, daß hinsichtlich der Intensitätsverhältnisse in den anomalen Zeemantypen die Erfahrung einfacher ist, als die Quantentheorie bisher hatte voraussehen lassen; vielleicht darf man gerade deshalb hoffen, daß das tiefere Eindringen in die noch nicht befriedigend erklärten Gesetzmäßigkeiten der rationalen Intensitätsverhältnisse die Quantheorie auf neue Wege leiten wird, die dann auch zur Aufklärung des noch verborgenen Ursprungs der Anomalität des Zeemaneffekts führen.

Erläuterung zu den Vergrößerungen.

(Gitteraufnahmen, Feldstärke: 39000 Gauß.)

Bild 1.

1. Zu 6362 Å.-E., $2P-3D$, Typus $\frac{(o)\ 1}{1}$ (normales Triplett).

I Gitterordnung, 11fach vergrößert.

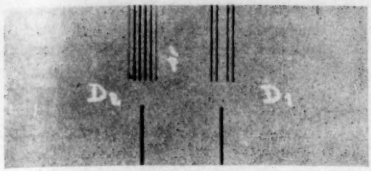


Bild 2.

2. Die D-Linien mit (oben) und ohne (unten) Magnetfeld, 1 Gitterordnung, 6,3 fach vergrößert.

D_2 5890 Å.-E., $2p_1 - 2s$ der Dubletts. Typus $\frac{(1)\,3\,5}{3}$ (Fig. 1, S. 836, Nr. 3 von oben).

D_1 5896 Å.-E., $2p_2 - 2s$ der Dubletts. Typus $\frac{(2)\,4}{3}$ (vgl. Fig. 1, S. 836, Nr. 2).

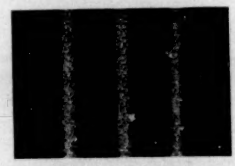


Bild 3.

3. Das enge *Li*-Dublett 6708 Å.-E. im starken Feld ($\mathfrak{H} = 38000$ Gauß) (normales Triplett an Stelle der D-Typen von Bild 2, totaler Paschen-Backeffekt), II Gitterordnung, 15 fach vergrößert.

4. 5. 6. II Triplettnebenserie des *Zn* (Typen der Fig. 1, S. 836, Nr. 7, 8, 9 von oben). III Gitterordnung, 11 fach vergrößert.

Bild 4.

4. 4680 Å.-E., $2p_3 - 2s$, Typus $\frac{(0)\,4}{2}$.

Bild 5.

5. 4722 „ $2p_2 - 2s$, „ $\frac{(1)\,3\,4}{2}$ (der Querstrich im Bild 5 dient zur Veranschaulichung der Größenordnung des Zeemaneffekts und ist gleich 1 Å.-E.).

Bild 6.

6. 4810 Å.-E., $2p_1 - 2s$, Typus $\frac{(0)\,(1)\,\overline{2}\,3\,4}{2}$.

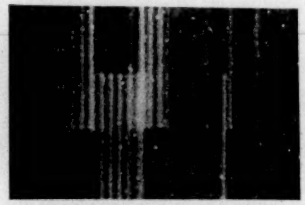


Bild 7.

7. *Mn* 3834.36 Å.-E. (links im Bild), Kombination $d_3/_3$ des Sextetts;

Mn 3833.86 Å.-E. (rechts im Bild), Kombination $d_4/_3$ des Sextetts;

Beispiel für höhere Multipletts und Anwendung der Termanalyse (S. 840):

Der beobachtete Typus von 3834.36 ist (Rungescher Bruch als Dezimalbruch geschrieben):

$+\overline{(0{,}1297)\,(0{,}3890)\,(0{,}6480)\,0{,}7400\,0{,}9998\,1.262\,1{,}519\,1.778}$.

Daraus ergeben sich eindeutig die g-Werte:

$$g_1 = 1{,}653, \quad j = m_{\max} = 3,$$
$$g_2 = 1.394, \quad j = m_{\max} = 4,$$

wie das aus obigen g-Werten analog Tabelle 2 gebildete Termschema der Tabelle 4 zeigt:

Tabelle 5.

m	-7/2	-5/2	-3/2	-1/2	1/2	3/2	5/2	7/2
g_1			-4,1325	-2,4795	-0,8265	0,8285	2,4795	4,1325
g_2	4,870	3,485	2,091	0,697	0,697	2,091	3,485	4,870
Zeemantypus π			(-0,8475)	(-0,3885)	(-0,1295)	(0,1295)	(0,3885)	(0,8475)
σ	0,746		1,006	1,264	1,523	1,782	2,041	

Landés g-Formel gibt für die Terme d_3 und f_3 der Sextetts:

$$g = \frac{58}{35} \; (= 1{,}657) \quad j = 3$$
$$g = \frac{88}{63} \; (= 1{,}397) \quad j = 4$$

in bester Übereinstimmung mit den beobachteten g.

(Eingegangen 12. Oktober 1925.)

A. Miethe (Berlin), Zusammenfassende Mitteilungen über den derzeitigen Stand der Erkenntnis der Goldbildung aus Quecksilber unter der Wirkung elektrischer Entladungen.

Die ersten Veröffentlichungen über die Bildung von Gold aus Quecksilber unter der Wirkung elektrischer Entladungen wurden begreiflicherweise mit größtem Mißtrauen aufgenommen. Eine experimentelle Nachprüfung fand scheinbar zunächst in Deutschland wenigstens nicht statt, und wenn auch Soddy und Antropoff sich über die Möglichkeit des Vorgangs, seine Richtigkeit unterstellt, aussprachen, so veranlaßten auch diese Ausführungen keine fachmännischen Nachprüfungen.

Mittlerweile sind unsere Beobachtungen mehrfach erfolgreich nachgeprüft worden. Vor allen Dingen hat Nagaoka über seine Ergebnisse berichtet.

In allerletzter Zeit haben verschiedene Forscher begonnen, die von uns beobachteten Tatsachen nachzuprüfen, und zwar zunächst ausgehend von der Vorstellung, daß das von uns benutzte Quecksilber, welches wir durch passende Destillationsmethoden reinigten, trotzdem goldhaltig gewesen sein könnte.

In den Arbeiten von Riesenfeld einerseits, von Tiede, Schleede und Goldschmidt andererseits werden die Destillationsvorgänge eines Goldamalgams behandelt. Die Befunde dieser Forscher widersprechen sich untereinander, wobei allerdings die Riesenfeldschen Ergebnisse im Sinne unserer eigenen Beobachtungen gedeutet werden können.

Ich will ganz kurz angeben, wie wir, was auch schon an anderer Stelle veröffentlicht wurde, uns von der Brauchbarkeit der Destillation zur Reinigung von Quecksilber überzeugten. Einerseits haben wir Blindversuche gemacht, indem wir zu Quecksilber kleine Mengen von Gold zusetzten und dies Amalgam in Destillationsapparaten unserer Konstruktion bei vermindertem Druck durch Destillation trennten. Bei zahlreichen Versuchen dieser Art fand sich stets der Goldgehalt des Amalgams vollständig und ohne Verlust im Rückstand. Diese Versuche wurden außer mit Gold auch mit Silber und auch mit sehr viel niedriger siedenden Metallen bis zum Natrium herunter mit dem gleichen Ergebnis durchgeführt. Sie entsprachen also vollkommen den Anschauungen, die man aus Betrachtungen über den Dampfdruck der einzelnen Metalle im Verhältnis zu dem des Quecksilbers erschließen muß.

Eine zweite Versuchsreihe, etwa 20 Versuche, wurde mit der gleichen Quecksilbermenge angestellt, durch welche jedesmal eine ganz bestimmte elektrische Energie zur Entladung gebracht wurde. Nach jedem Versuch wurde das Quecksilber abdestilliert, der Goldgehalt ermittelt, der sich proportional der aufgewandten Energie erwies, und dann der Versuch mit der gleichen Quecksilbermenge wiederholt.

Die Frage, ob durch passende Destillation Quecksilber tatsächlich, wir wir es festgestellt haben, von Fremdmetallgehalt gereinigt werden kann, scheidet aber prinzipiell für die Befunde unserer Versuche im übrigen aus, insofern als alle Versuche derartig geleitet wurden, daß zunächst das Ausgangsquecksilber in einem bestimmten Destillationsapparat gereinigt, das etwaige Gold im Rückstand bestimmt und dann das Destillat der elektrischen Beeindruckung unterworfen wurde. Dessen Goldgehalt wurde dann durch Destillation im gleichen Apparat bestimmt.

Wenn man also nicht die Annahme machen will, daß die elekrische Behandlung des Quecksilbers eine Änderung seines Verhaltens beim Destillieren bewirkt, also mit anderen Worten elektrisch unbeeindrucktes Quecksilber Gold festhält und mit überdestillieren läßt, während elektrisch beeindrucktes Quecksilber diese sonderbare Eigenschaft verloren hat, so wird man unsere Versuche nur im Sinn einer Goldbildung deuten können. Daß diese Goldbildung durch elektrische Beeindruckung sich vollzogen hat, wird man nach der Anlage der Versuche wohl kaum bestreiten können.

Eine kurze Besprechung der verschiedenen Versuchsanordnungen, die wir jetzt benutzen, mag im folgenden gegeben werden.

Bei unseren ersten Versuchen mit Quecksilberlampen fanden wir schon, daß die Goldbildung unübersichtlichen Schwankungen unterlag, und wir konnten diese Beobachtung bald in Beziehung zu der Tatsache bringen, daß die Goldbildung hauptsächlich dann eintritt, wenn die Lampen unter starken, von uns später noch künstlich verstärkten Belastungsänderungen brannten.

Wir fanden dann bei dem Versuch, andere Formen der elektrischen Entladungen zu benutzen, daß bei starken elektrischen Entladungen in flüssigen oder festen Dielektriken Goldbildung bei gewissen apparativen Anordnungen besonders leicht eintritt. Hier war es von Bedeutung, daß festgestellt werden konnte, daß nur das in der Strombahn zerstäubte Quecksilber das gebildete Gold enthielt. Als Dielektrika wurden Paraffin, Öle, Äther, Wasser usw. benutzt.

Als wir dazu übergingen Apparate zu benutzen, bei denen systematisch und regelmäßig periodische Änderungen der Stromstärke eintraten, also beispielsweise Apparate vom Typus

der Quecksilberunterbrecher, ließ sich die längst gesuchte Proportionalität zwischen der Ausbeute und der Strommenge bei einer gegebenen apparativen Einrichtung feststellen. In diese Kategorie gehören die eingangs angeführten etwa 20 Parallelversuche.

Goldbildung wurde ferner festgestellt, wenn eine gefrorene Quecksilberfläche von einer Glühkathode aus einem Elektronenbombardement ausgesetzt wurde, und schließlich auch wenn in einem Quecksilbergefäß eine nicht amalgamierbare Metallelektrode eingetaucht wurde, während ein starker Wechselstrom den Apparat durchfloß. In erster Linie wurden angelassene Eisenelektroden benutzt, wobei das Voltgefälle in der Oberflächenschicht wenig mehr als 0,01 Volt betrug.

Eine Beschreibung der Einzelheiten der apparativen Einrichtungen hier zu geben, würde nicht viel Zweck haben, weil nur unter Einhaltung bestimmter, ihrem Wesen nach uns noch nicht verständlicher Versuchsbedingungen positive Ergebnisse gezeitigt wurden. Immerhin war die Zahl der negativen Ergebnisse sehr klein und bezog sich auf bestimmte, von uns dann verlassene Versuchseinrichtungen.

Bei diesem Stand der Dinge halten wir es zurzeit für unmöglich, irgendeine Erklärung des Vorgangs zu geben. Wir werden uns bemühen, zunächst das Tatsachenmaterial zu häufen, um vielleicht allmählich zu einer besseren Einsicht zu gelangen.

Die Antropoffsche Hypothese scheint durch die neuesten Untersuchungen Astons erschüttert zu sein, der mit seinem Massenspektrographen ein Quecksilberisotopes 197 nicht nachweisen konnte. Wenn man aber erwägt, daß die Möglichkeit besteht, daß dieses Isotope nur in sehr kleiner Menge vorhanden ist und daß die größte Goldanreicherung, die wir im Quecksilberschlamm eines Dielektrikumversuchs nachweisen konnten, $^1/_{10000}$ der Quecksilbermenge ist, so wird man nicht zu der Überzeugung kommen können, daß die Antropoffsche Hypothese dem Befunde nicht mehr gerecht werde. Auch der Hönigschmidtsche Nachweis, daß das gebildete Gold ein von dem gewöhnlichen Gold nur sehr wenig abweichendes Atomgewicht besitzt, gibt keine Anhalte zur Aufklärung des Tatbestandes.

Stammreich (Berlin), Quecksilberdestillation.

Der Verlauf einer Destillation von Amalgamen ist in der letzten Zeit besonders mit Bezug auf unsere Versuche der Umwandlung von Quecksilber in Gold ein Gegenstand lebhafter Beachtung gewesen. Unlängst haben Riesenfeld-Haase und Tiede-Schleede-Goldschmidt einige Arbeiten, die dies Problem betreffen, veröffentlicht. Ich beabsichtige diese Darlegungen zum Ausgangspunkt meiner Ausführungen zu machen.

Der in diesen Arbeiten beschriebene tatsächliche Befund ist kurz folgender: Riesenfeld und Haase destillierten bei einem Druck von etwa 0,1 mm ein armes Goldamalgam und fanden, daß das Destillat zwar goldärmer, aber nicht goldfrei wurde. Es enthielt etwa noch 1 Proz. des Goldes. Eine zweite und dritte Destillation in gleicher oder ähnlicher Weise brachte eine weitere Abnahme des Goldgehaltes bis zu nicht mehr nachweisbaren Spuren herunter, es ließ sich also auf diese Weise ein goldfreies Destillat gewinnen, wenn wir als goldfrei alle solche Quecksilberpräparate verstehen, in denen mit unseren analytischen Methoden kein Gold mehr nachweisbar ist.

Prinzipiell andere Verhältnisse fanden Tiede und seine Mitarbeiter. Sie beschreiben im wesentlichen, daß schon bei einer einzigen Destillation unter bestimmten Bedingungen, Druck, Temperatur usw. alles unter diesen Bedingungen aus dem Quecksilber abzuscheidende Gold abgeschieden wird. Weitere Destillationen unter gleichen Druck- und Temperaturverhältnissen führen also zu keiner weiteren Reinigung des Quecksilbers. Werden jedoch die Destillationsbedingungen in dem Sinne modifiziert, daß Destillationsgeschwindigkeit, Druck und Temperatur herabgesetzt werden, so läßt sich aus einem Quecksilberpräparat, das vorher keinen Goldgehalt mehr erkennen ließ, wieder Gold gewinnen. Die Verfasser dieser Arbeit haben solche langsamen Destillationen bei geringem Druck durchgeführt und bezeichnen die mit ihrer Hilfe gewonnenen Quecksilberpräparate als „sicherlich weitgehend goldfrei". Uns scheint dieser Schluß, wenn wir die beobachteten Verhältnisse einmal als richtig unterstellen, nicht stichhaltig zu sein, denn nichts spricht dagegen, daß bei noch extremer gewählten Destillationsbedingungen aus diesen Präparaten noch beträchtliche Goldmengen hätten abgeschieden werden können.

Beide Arbeiten aber widersprechen nicht nur einander, sondern zunächst auch den von uns an mehreren Stellen veröffentlichten Ergebnissen, die auf sehr zahlreichen Beobachtungen beruhen.

Das gilt von der Riesenfeldschen Arbeit, wie wir im folgenden zeigen werden, nur scheinbar. Ein Übergehen von Gold bei der Destillation von Goldamalgam kann theoretisch auf drei Weisen geschehen. Zunächst kann

jede fraktionierte Destillation niemals zu einer vollständigen Trennung führen, da beide Komponenten einen bestimmten Dampfdruck besitzen und im Verhältnis dieser Dampfdrucke destillieren. Ganz allgemein führt die Destillation also zu einer Trennung, die um so vollständiger ist, je größer die Differenz der Dampfdrucke der zu trennenden Komponenten ist. Bei der Trennung von Gold und Quecksilber liegen die Verhältnisse sehr günstig. Auch Riesenfeld erkennt an, daß die Dampfdrucke bei den vorliegenden Bedingungen sich etwa wie $1 : 10^{42}$ verhalten; das auf Grund des eigenen Dampfdruckes übergehende Gold ist chemisch nicht mehr nachweisbar und spielt als Verunreinigung des Quecksilber überhaupt keine Rolle.

Anders liegen die Verhältnisse, wenn ein Gemisch beider Komponenten in konstantem meßbaren Verhältnis einen Dampfdruck besäße, der mit dem Dampfdruck der leichter siedenden Komponente kommensurabel ist. In diesem Falle ist eine Trennung durch Destillation nur bis zu einem gewissen Grade überhaupt möglich. Das Gemisch konstanter Zusammensetzungen wird in jedem Fall, auch bei wiederholter Destillation übergehen. Nun kennen wir solche Gemische nur für Komponenten mit in der gleichen Größenordnung liegenden Siedepunkten, auch ist die Beteiligung beider Komponenten an solchem Gemisch den Mengen nach nicht allzu verschieden. Schon theoretische Vorstellungen sprechen also dagegen, daß ein Goldamalgam konstanter Zusammensetzung besteht, das, ohne seine Zusammensetzung zu ändern, in den dampfförmigen Zustand übergehen kann. Wir haben trotzdem diese Frage eingehend untersucht und sind zu dem Ergebnis gekommen, daß nicht nur von Gold, sondern von allen anderen übrigen Metallen solche Amalgame nicht existieren. Daß ein solches Amalgam nicht schuld an dem Riesenfeldschen Befund sein kann, geht übrigens aus der Arbeit selber hervor, da durch mehrmalige Destillation sich das Quecksilber vom Gold gänzlich befreien ließ. Zur Erklärung der von Riesenfeld beschriebenen Verhältnisse kann folglich nur ein mechanischer Effekt verantwortlich gemacht werden. Wir haben oft betont, daß ein Mitreißen kleiner Amalgamtropfen durch den Quecksilberdampfstrahl bei nicht ganz zweckmäßig geleiteter Destillation, besonders im Endstadium sehr leicht eintritt. Ungleichmäßige Beheizung, falsche Dampfdrosselung, apparative Fehler führen sehr leicht zum Mitreißen kleiner Amalgamtropfen. Der Befund Riesenfelds und Haases erklärt sich zwanglos so, daß bei jeder Destillation ein kleiner Teil des Ausgangsmaterials, ohne den dampfförmigen Zustand zu passieren, in die Vorlage gelangte und so ein goldhaltiges Ausgangsmaterial jeweils ein goldärmeres Destillat ergab. Durch mehrmalige Destillation läßt sich dieser Fehler selbstverständlich in eine nicht mehr nachweisbare Größenordnung herunterdrücken, jedoch scheint uns der Schluß Riesenfelds und Haases, daß dies erst ihnen gelungen ist, nicht berechtigt.

Wir glauben im Gegenteil, daß nicht erst das von Riesenfeld und Haase gereinigte Quecksilber völlig goldfrei gewesen ist, zumal wir zu unseren Versuchen bis zu 15 mal in den nach unseren Erfahrungen konstruierten Apparaten destilliertes Quecksilber mit Erfolg benutzt haben.

Die von Tiede beschriebenen Verhältnisse sind uns unerklärlich. Er findet doch offenbar, daß bei der ersten Destillation sich die Hauptmenge des Goldes im Destillationsrückstand anreichert, bei der zweiten in gleicher Weise geleiteten Destillation geht das Gold restlos mit dem übergehenden Quecksilber über und es bleibt goldfreies Quecksilber im Rückstand. Die übergehende Goldmenge ist so bedeutend, daß, selbst wenn der Rückstand Gold in der gleichen Konzentration wie das Destillat enthalten hätte, der Goldnachweis im Rückstand mit Leichtigkeit zu führen gewesen wäre. Die Analyse ergab aber ein negatives Resultat.

Tiede sagt, daß er aus theoretischen und praktischen Gründen sodann eine Destillation bei geringer Geschwindigkeit im Hochvakuum vorgenommen hätte und bei dieser Destillation wieder Gold im Rückstand auftrat. Über die Art seiner Gründe sagt er nichts aus, die praktischen vermögen wir nicht zu beurteilen, suchen sie aber in Mängeln der ersten Apparatur, theoretische Erwägungen lassen seine Handlungsweise sicher als nicht zweckmäßig erscheinen. Wir haben oben ausgeführt, daß eine fraktionierte Destillation zu einer um so vollständigeren Trennung führt, je größer die Differenz der Dampfdrucke der zu trennenden Komponenten ist. Der vertikale Abstand der zu trennenden Dampfdruckkurven ergibt sofort, daß eine Destillation bei niederen Drucken, wo also der Dampfdruck des Quecksilbers viel weiter erniedrigt ist als der fast schon nicht mehr zu erniedrigende Dampfdruck des Goldes, den Destillationsverlauf eher ungünstig als günstig beeinflußt. Wenn wir überhaupt im Vakuum destillieren, so tun wir das lediglich deshalb, weil in diesem Falle eine ruhigere Erhitzung des Quecksilbers gewährleistet ist, ein Stoßen also in weit geringerem Maße eintritt.

Diskussion.

Herr A. Smekal: Wenn man die von Miethe und Stammreich angegebenen Goldausbeuten mit jenen Ausbeuten vergleicht, welche Kirsch und Pettersson bei ihren Versuchen über künstliche Atomzertrümmerung erhalten haben, so zeigt sich, daß erstere um mehrere Größenordnungen größer sind, was jedenfalls gegen eine Elementumwandlung durch korpuskulare Wirkungen spricht. Da Strahlungseinflüsse unter den Mietheschen Versuchsbedingungen kaum ernstlich in Betracht kommen dürften, wäre es naheliegend, daraus auf eine korpuskulare Zertrümmerung oder Umwandlung größerer Komplexe als einzelner Atomkerne zu schließen. Die scheinbar ziemlich weitgehende chemische Unangreifbarkeit dieser Komplexe könnte die Annahme nahelegen, daß es sich hierbei um polymolekulare Gold- oder Gold-Quecksilber-Kolloid-Teilchen handelt. Wenn solche genügend temperaturbeständige Teilchen im Quecksilber möglich wären, würde der Stromdurchgang tatsächlich analytisch nachweisbares Edelmetall in Freiheit setzen können, dessen Menge der aufgewendeten Stromstärke proportional ist; bezüglich der Deutung aller übrigen angegebenen Versuchsumstände scheinen dann keine weiteren begrifflichen Schwierigkeiten mehr vorzuliegen. Man darf wohl annehmen, daß ein Nachweis oder eine Widerlegung derartiger Möglichkeiten hier eher auf geringere Schwierigkeiten stoßen wird, als ein wirklich glaubhafter, experimenteller Beweis für das Eintreten einer Elementumwandlung.

Herr Tiede: Meine Diskussionsbemerkungen fasse ich wie folgt zusammen:

1. Im Gegensatz zu der besonders von Herrn Stammreich hier vertretenen Ansicht glaube ich, daß für die in Frage kommenden, äußerst geringen Goldkonzentrationen erhebliche Abweichungen von den gesetzmäßigen Dampfdruckbeziehungen auftreten können, wobei besonders die Art und Weise, wie das Gold im flüssigen und dampfförmigen Quecksilber verteilt ist, maßgebend sein dürfte.

2. Anschließend an die von Herrn Smekal betonte Möglichkeit, daß Gold in kolloidaler Aufteilung im Quecksilber durch Destillation nie völlig abgetrennt werden kann, bemerke ich zunächst als Arbeitshypothese für unsere noch im Gang befindlichen Versuche (vgl. unsere vorläufige Mitteilung „Die Naturwissenschaften" vom 28. VIII. 1925), daß die verschiedenartigen elektrischen Behandlungen über die Wirksamkeit auch einer langsamen Hochvakuumdestillation noch hinaus den Verteilungszustand des Restgoldes im Quecksilber so ändern, daß das Gold nunmehr durch Destillation abgetrennt werden kann. Hierbei wäre es durchaus verständlich, daß — worauf Herr Miethe für die von ihm behauptete Goldentstehung besonderen Wert legte — nur ganz bestimmte elektrische Bedingungen in reproduzierbarer Weise diese Zustandsänderung des Goldes bewirken. Ich stelle mir vor, daß die bei den Dielektrikumsversuchen sich bildende feinverteilte Kohle — Paraffinöl als Dielektrikum — oder eine Oxydhaut — z. B. Wasser als Dielektrikum — das Restgold adsorbieren und im Schlamme nachweisbar machen. Es muß also die Destillation durch eine Adsorption ergänzt werden, um die offenbar sehr starken Haftkräfte zwischen Quecksilber und Gold aufzuheben.

Unsere im Gange befindlichen Versuche müssen entscheiden, ob das durch Destillation und Adsorption mit Hilfe elektrischer Entladungen völlig entgoldete Quecksilber bei erneuter elektrischer Behandlung von stets gleicher Dauer immer wieder Gold zu liefern imstande ist oder nicht.

Herr Joos: Die Überlegungen von Nagaoka können nicht herangezogen werden, denn es ist nicht nur die Theorie sehr anfechtbar, sondern es sind auch nach R. W. Wood die experimentellen Unterlagen zum Teil unrichtig.

Herr W. Schütz: Die von den Herren M. u. St. angegebenen Prüfungsmethoden des *Hg* auf *Au* sind chemischer Art. Der negative Befund der Analysen vor dem Versuch schließt nicht aus, daß Gold in einer Form mit oder in dem *Hg* vorhanden ist, die sich dem chemischen Nachweis entzieht. Der im Bogen oder Funken vor sich gehende Prozeß könnte die Form lösen und das *Au* in der chemischen Analyse nach dem Versuch nachweisbar machen. Die elektrische Entladung würde also gewissermaßen das *Hg* physikalisch, und zwar gründlicher als chemisch reinigen; Herr Smekal und Herr Tiede erwähnten soeben ähnliche Vermutungen. Die von M. u. St. angegebenen Versuche und Kontrollen schließen eine solche Deutung ihrer Ergebnisse nicht aus, auch nicht der Versuch, der zeigen soll, daß bei 20facher Wiederholung die ausgeschiedene *Au* Menge proportional der Stromarbeit ist, da diese Wiederholungen an „elektrisch ungereinigtem" *Hg* vorgenommen wurden (Anoden- und Kathoden *Hg*). Der entscheidende Kontrollversuch ist mit dem aus vielen Durchschlagskanälen gesammelten *Hg* zu machen, das nach Miethe Gold enthält. Wird dieses *Hg* nach jedem Versuch entgoldet, so fordert die Reinigungshypothese eine Verarmung der Ausbeute an *Au* bei Wiederholung, während nach der Umwandlungshypothese die Ausbeute gleich bleiben sollte.

Herr W. Gerlach: Auch bei der Hochvakuumdestillation des Quecksilbers gehen Hg_2-Moleküle über, deren Existenz chemisch bisher nicht, wohl aber optisch nach Franck und Grotrian nachweisbar war. Was sagen Sie zu der Möglichkeit von analogen Au_2Hg-Molekülen, welche bei der Destillation mit übergehen, und dann durch die elektrische Entladung in einzelne Goldatome zerlegt werden, in welcher Form sie dann chemisch nachweisbar sind?

Herr Miethe und Herr Stammreich: Wir dürfen zunächst feststellen, daß der Vortragsgegenstand, nämlich der Einwand, Gold könne in merklichen Mengen mit Quecksilber überdestillieren, von allen Diskussionsrednern im wesentlichen aufgegeben und durch Hypothesen anderer Art ersetzt wurde.

Herr Smekal führt die Tatsache, daß Kirsch und Pettersson bei ihren Versuchen über künstliche Atomzertrümmerung Umwandlungen nur in sehr viel kleinerer Größenordnung erzielt haben, als gegen unsere Versuche sprechend an. Wir weisen darauf hin, daß diese Versuche, ebenso wie die von Rutherford, auf einem gänzlich anderen Prinzip beruhen und daher als Analoga für unsere Versuche überhaupt nicht in Frage kommen. Wir haben ja schon oft darauf hingewiesen, daß wir es bei dem von uns beobachteten Effekt wohl nicht mit einer Atomzertrümmerung, ähnlich wie Rutherford sie bewerkstelligte, zu tun haben. Wenn wir Herrn Smekal recht verstehen, so glaubt er, daß bei der Destillation einer Lösung von kolloidalem Gold in Quecksilber die Goldteilchen aus dem Quecksilber heraustreten, in den Dampfraum gelangen und von dem Dampf mit in die Vorlage geführt werden. Durch elektrische Beeindruckung des Quecksilbers würde die kolloidale Lösung von Gold in Quecksilber in eine normale Lösung verwandelt, die sich beim Destillieren dann in der natürlichen vorauszusehenden Weise verhält, d. h. die Goldatome besitzen nicht wie die polymolekularen Teilchen die Fähigkeit, aus dem Lösungsmittel herauszutreten. Es ist schwer zu einer solchen Hypothese Stellung zu nehmen, denn wir wissen weder ob eine kolloidale Lösung von Gold in Quecksilber überhaupt möglich ist — sie erscheint im Gegenteil recht unwahrscheinlich —, noch kennen wir die Eigenschaften einer solchen hypothetischen Lösung. Herr Smekal schreibt ihr Eigenschaften zu, die zu widerlegen zum mindesten ihre Kenntnis zur Voraussetzung haben würde.

Wenn Herr Smekal glaubt, daß die von ihm vorgebrachte Vermutung geeignet ist, die Deutung aller übrigen Versuchsumstände ohne weitere begriffliche Schwierigkeiten vorzunehmen, so sind wir anderer Ansicht. Die Tatsache, daß kolloidale Goldlösungen zu ihrer Überführung in normale Lösungen so große elektrische Energien benötigen, wie wir sie bei unseren Versuchen anwenden, erscheint merkwürdig, besonders in Anbetracht des Umstandes, daß zur Bildung der kolloidalen Lösung sicherlich keine oder nur eine sehr geringe Energie nötig war. Die Tatsache, daß die geringsten dem Quecksilber künstlich zugesetzten Goldmengen bei der Destillation zurückbleiben, während das natürliche im Quecksilber vorhandene Gold dem genannten hypothetischen Prozeß unterworfen sein soll, ist ein weiterer Widerspruch.

Endlich aber haben wir Versuche angestellt, die die vorgebrachte Möglichkeit direkt widerlegen und so beschaffen waren, daß durch eine direkte chemische Analyse des Destillats die Abwesenheit von Gold festgestellt wurde. Die eingehende Beschreibung dieser Versuche bringen wir an anderer Stelle.

Die Äußerungen der Herren Gerlach und Schütz stehen den oben widerlegten nahe. Auch sie glauben, daß Gold zwar nicht selbständig destilliert, aber in einer chemisch nicht nachweisbaren Form mit dem Quecksilber übergehen könnte, und daß diese Form durch elektrische Entladungen zerstört wird und der normalen Platz macht. Die angeführten Gegenbeweise scheinen uns imstande zu sein, diese Einwände in der gleichen Weise wie die des Herrn Smekal zu widerlegen. Wir können indessen immer nur wieder betonen, daß solche Möglichkeiten, so lange sie sich nicht auf bekannte Grundlagen stützen, gar keinen chemischen oder physikalischen Inhalt besitzen, der auf unsere Versuche erstreckbar wäre; die Smekalsche Anschauung von kolloidalem Gold, die Gerlachsche von Au_2Hg-Molekülen, die Schützsche von Gold in einer chemisch nicht nachweisbaren Form, sind durch keine Tatsachen belegbare Hypothesen, die, auch wenn wir sie als richtig unterstellen, in keiner Weise den von uns beobachteten Effekt in vollem Umfang erklären können.

Auch Herr Tiede scheint die Anschauung, daß die von ihm beobachteten Verhältnisse auf einer Destillation von Gold mit Quecksilber beruhten, aufgegeben zu haben und dafür die Anschauung vom Übergehen kolloidalen Goldes zu bevorzugen. Wenn er sagt, daß für die in Frage kommenden geringen Goldkonzentrationen Abweichungen von den gesetzmäßigen Dampfdruckbeziehungen auftreten könnten, so sagt er eben nichts anderes, als daß es sich, wie von uns immer behauptet, nicht um eine echte Destillation, sondern um ein Übergehen von

Gold ohne Durchlaufen des dampfförmigen Zustandes handelt. Die Hypothese vom Vorhandensein kolloidalen Goldes in Quecksilber scheint ihm vor allem den Ausfall der Dielektrikumsversuche zu erklären. Unsere Betrachtungen im Anschluß an die Smekalschen Äußerungen sind auch auf diesen Fall ohne Zwang anwendbar; im übrigen scheint uns eine Unterhaltung über diese Fragen so lange müßig zu sein, ehe nicht empirisch gewonnene Kenntnisse, die Herr Tiede in Aussicht stellt, uns gestatten, mit realen statt mit hypothetischen Voraussetzungen zu arbeiten.

E. Bräuer (Voigtsdorf), Der Begriff der Materie.

Die physikalische Forschung hat ihre großen Erfolge errungen unter strengster Selbstbeherrschung hinsichtlich des Umfanges ihres Arbeitsgebietes. Prinzipiell geleitet von Kirchhoff und Mach wollte sie die Verknüpfung der Phänomene untereinander untersuchen und hat dabei den bekannten unerwartet großen Erfolg gehabt. Es war von vornherein klar, daß diese Beschränkung einmal würde aufgegeben werden müssen. Man kann eine Arbeit nicht zu Ende führen, wenn man gar nicht weiß, was man eigentlich untersucht. Einmal mußte die Frage aufgeworfen werden: Was ist eigentlich ein Phänomen? Was ist vor allen Dingen das Kernphänomen der Physik, die Materie?

Im Grunde genommen ist diese Frage längst aufgeworfen worden, als man mit der Atomforschung begann. Und man hat offenbar damit keineswegs die natürlichen Grenzen der Physik überschritten und sich auf das Gebiet der Philosophie begeben.

In der Physik gibt es zwei Arten des Seins oder der Existenz. Nämlich erstens ein Sein als Substanz, d. h. ein selbständiges Sein ohne Beziehung auf etwas anderes, ein Sein, in dem vertrauten Sinne des Stoffes, an dem Kräfte anpacken und der Bewegungen ausführt. Außerdem gibt es aber ein Sein als Gesetz. Das Newtonsche Gesetz existiert durchaus, aber es ist zunächst nur eine leere Form oder Schema, solange nicht etwas da ist, was ihm gehorcht, für das dieses Gesetz Ablaufsbahn ist. Dieses Etwas ist in diesem Falle die Masse. Diese Seinsarten sind eine durchaus physikalische Angelegenheit, wenngleich sie natürlich auch über das Gebiet der Physik hinaus gelten.

Die Physik hat die Materie aufgelöst in Wesenheiten vom Charakter des Elektrons. Ein Elektron ist keineswegs ein kleines abgegrenztes Ding, darauf hat schon Seeliger (Die Naturwissenschaften 1913, S. 725) hingewiesen, sondern ein den ganzen unendlichen Raum füllender Zustand. Noch niemals ist uns in der Physik ein Elektron als solches entgegengetreten, sondern stets nur sein Feld. Dieses Feld ist zunächst das elektrostatische, damit verknüpft aber auch das elektromagnetische, das bei jeder Relativbewegung in Erscheinung tritt. Weiter hat das Feld die Eigenschaft unter bestimmten Bedingungen den seltsamen rhythmischen Zustand anzunehmen, den wir Strahlung nennen. Und es ist eine rein formale Angelegenheit, ob wir es auch zum Felde rechnen, daß das Elektron unter Umständen sich so verhält, als ob es im festen Verbande eines Atoms Ellipsenbahnen beschriebe, mit Einschränkung freilich, denn es strahlt ja nicht in diesem Falle. Das Feld ist nicht von der Art einer Substanz. Man hat immer deutlicher erkannt, daß es so etwas wie einen Äther nicht gibt. Das Feld ist also, denn nur das bleibt übrig, ein Wechsel auf die Zukunft, und vollständig beschrieben durch seine Wirkungen; und damit ist auch das Elektron durch seine Wirkungen ersetzt.

Bestände die Welt nur aus einem einzigen Elektron, so bestände sie überhaupt nicht; denn dieses eine Elektron könnte ja keine Wirkungen ausüben. Bestände die Welt aus zwei Elektronen, A und B, so wäre das Elektron A einfach die Tatsache, daß das Elektron B sich in einer Hyperbelbahn bewegt, und das Elektron B nur die Tatsache, daß sich das Elektron A in einer Hyperbelbahn bewegt. Und bestände die Welt aus mehreren, bzw. sehr vielen Elektronen, wie es ja tatsächlich der Fall ist, so ist jedes einzelne dieser Elektronen nichts anderes als ein zusätzliches Bahngesetz jedes anderen Elektrons. Die ganze Stoffwelt verwandelt sich in ein Gesetz, in ein wesenloses Schema, welches notwendigerweise etwas anderes haben muß, für das es Bahngesetz sein kann, wenn es überhaupt existieren soll. Dieses andere muß außerhalb der Physik stehen, und es ist eine Trivialität, daß es das menschliche Denken ist. Ich möchte mit Nachdruck darauf hinweisen, daß darin nicht die neue Erkenntnis besteht, sondern daß die Erkenntnis der Notwendigkeit eines solchen Objektes der physikalischen Weltgleichungen das Neue und Wichtige ist. Nur eins mag noch hervorgehoben sein: das geforderte Objekt muß die Eigenschaft besitzen, raumzeitlich lokalisiert zu sein, um seine Koordinaten in die physikalischen Gleichungen einfügen zu können, welche bekanntlich als Variable die Raum- und Zeitgrößen enthalten. Dieser Bedingung genügt das menschliche Denken, denn es ist ja an unsern Körper gebunden.

Die neue Erkenntnis greift natürlich über

den Bereich der Physik hinaus. Davon soll aber hier nicht die Rede sein (vgl. E. Bräuer, Überwindung der Materie, Leipzig 1925). Dagegen möchte ich an einem Beispiel die Anwendbarkeit auf die unmittelbare Forschungsarbeit der Physik darlegen.

Bekanntlich hat die Relativitätstheorie auch heute noch gegen schwere Bedenken anzukämpfen, obgleich sie doch offenbar vom physikalischen Standpunkte Richtiges und sehr wichtige neue Erkenntnisse gibt. Die Relativitätstheorie führt einerseits zur Ablehnung des Äthers, andererseits zur Annahme der Fortpflanzung, z. B. der Lichtwellen, ohne daß eine Substanz Träger der sich fortpflanzenden Kräfte sein könnte. Das ist mit der alten Auffassung der Materie als Substanz unvereinbar. Und es wird daran nichts geändert dadurch, daß man dem, was da vorhanden ist in Gestalt von Materie, den Namen Energie gibt. Energie als etwas für sich selbst ohne Beziehung auf etwas, worauf sie wirken könnte, Bestehendes, ist ein logischer Fehler. Energie und der in Energie aufgelöste Stoff können nur bestehen als Gegensatz für ein Fremdes. Mit der neuen Erkenntnis vom Charakter des Stoffes wird somit die bewußt oder instinktiv empfundene logische Unrichtigkeit beseitigt.

Wenn Materie nichts anderes ist als ein Gesetz, nach dem das Denken abläuft, so ist ein natürlicher, physikalischer Zustand erforscht, restlos erforscht, wenn wir ihn in die Form des Gesetzes gebracht haben. Die mathematische Gleichung ist nicht bloß Symbol oder Zwischenstufe der Forschung, sondern das endgültige Ergebnis.

BESPRECHUNGEN.

F. Auerbach, Das Zeisswerk und die Carl-Zeiss-Stiftung in Jena, ihre wissenschaftliche, technische und soziale Entwicklung und Bedeutung. Gr. 8°. 258 S. m. 252 Abbildungen und einem Bildnis von Abbe. 5., umgearbeitete Auflage. Jena, G. Fischer. 1925. M. 6.—, geb. M. 8.—.

Nach einer Pause von 10 Jahren hat der Verfasser uns den altbekannten Führer durch das Zeisswerk und die Carl-Zeiss-Stiftung in neuer Auflage in die Hand gegeben. Mit großer Liebe werden uns sowohl die drei Männer: Zeiss, Abbe und Schott geschildert, denen das Zeisswerk seine Entstehung und Entwicklung verdankt, wie auch die Einzelheiten des Betriebes und seiner Organisation. Die Erzeugnisse der einzelnen Abteilungen, die sich infolge der Nachkriegsumstellungen bedeutend vermehrt haben, werden eingehend besprochen, besonders auch das Stiftungsstatut und die vielfachen Wohlfahrtseinrichtungen für die Angestellten des Werkes, wie auch die Aufwendungen für wissenschaftliche Institute und sonstige gemeinnützige Anstalten. Das größte Interesse bietet jedoch die Frage, wie sich Abbes soziale Einrichtungen und besonders das Statut in den Stürmen des Weltkrieges und der Revolution bewährt haben. Auch hierauf finden wir die Antwort: Das Abbesche Statut der Carl-Zeiss-Stiftung hat den Stürmen der Zeit standgehalten und ihre Betriebe sind neu gefertigt daraus hervorgegangen zum Ruhme ihres Urhebers: Ernst Abbe, der sich uns als leuchtendes Vorbild bei der gegenwärtigen Notlage darbietet. Linnemann.

Berichtigung.

In der Besprechung von Back-Landé, Zeemaneffekt und Multiplettstruktur der Spektrallinien (diese Zeitschr. **26**, 659, 1925) wurde die Bemerkung gemacht, daß ein Eingehen auf die Einwände G. Wentzels gegen die Theorie der Multipletts höherer Ordnung vermißt wird. Diese Bemerkung beruht insofern auf einem Irrtum, als die betreffende Arbeit Wentzels nach dem Druck des Buches erschienen ist. Zeile 13 und die Hälfte von Zeile 14 sind daher zu streichen. Joos.

Personalien.

(Der Herausgeber bittet die Herren Fachgenossen, der Schriftleitung von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Ernannt: Der ord. Professor der Mathematik an der Universität Greifswald Dr. Johann Radon in gleicher Eigenschaft an der Universität Erlangen, der a. o. Professor an der Universität Berlin Dr. Gustav Hertz zum ord. Professor der Physik an der Universität Halle, der a. o. Professor an der Universität Leipzig Dr. George Jaffé zum ord. Professor der theoretischen Physik an der Universität Gießen, der Privatdozent für Mathematik an der Technischen Hochschule Dresden Dr. Georg Wiarda zum nichtplanmäßigen a. o. Professor ebenda, Dr. Hans Neese, Altenessen zum Dozenten für Schweißtechnik an der Technischen Hochschule Braunschweig, der Professor für analytische Chemie an der Purdue Universität E. G. Mohin in gleicher Eigenschaft an der Universität von Notre Dame.

Ehrung: Den ord. Professor der Physik an der Universität Uppsala Dr. Karl Manne Georg Siegbahn wurde der Nobelpreis für Physik 1924 verliehen.

Auszeichnungen. Anläßlich ihrer Jahrhundertfeier ernannte die Technische Hochschule zu Karlsruhe zu Ehrenbürgern:

Dr.-Ing. ehr. Bredow, Staatssekretär im Reichspostministerium, „in Anerkennung seiner hohen Verdienste um die Organisation des elektrischen Nachrichtenwesens";

Prof. Dr.-Ing. ehr. Dr. K. W. Wagner, Präsident des Telegraphentechnischen Reichsamts, „in Anerkennung seiner bahnbrechenden wissenschaftlich-technischen Arbeiten auf den Gebieten der Telegraphie und Telephonie".

Vom Lehramt zurück: Der ord. Professor der Geodäsie an der Technischen Hochschule Hannover Geh. Regierungsrat Dr. Karl Oertel, der ord. Professor für chemische Technologie an der Technischen Hochschule München Geheimer Rat Professor Dr. Gustav Schultz.

Gestorben: Der ord. Professor der Chemie und Metallurgie an der Universität Michigan, Edward de Mille Campbell.

Für die Schriftleitung verantwortlich Prof. Dr. F. Harms in Würzburg. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

Max Kohl A.G. Chemnitz 4

Hörsaal- und Laboratorien-Einrichtungen

Physikalische Apparate

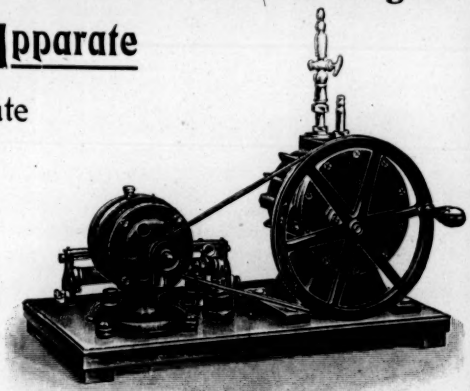
Projektions-Apparate

Funken-Induktoren

Ölluftpumpen

Experimentier-Schalttafeln

Sonderlisten auf Wunsch



Ölluftpumpe mit Motor, Regulierwiderstand usw.

VERLAG VON S. HIRZEL IN LEIPZIG

Soeben ist erschienen:

Der Gaskampf u. die chemischen Kampfstoffe

Von **Julius Meyer**

Professor der Chemie a. d. Universität Breslau

Mit 36 Abbildungen, X und 424 Seiten mit Register. 8°. Geheftet Mk. 12.—, Ganzleinen Mk. 14.—.

Auf Grund weitgehender, eigener Erfahrungen an der Front und in der Heimat, als Offizier wie als Chemiker, schreibt der Verfasser über die Anwendung von chemischen Verbindungen zu militärischen und neuerdings auch zu gewissen friedlichen Zwecken (Schädlingsbekämpfung). Nach Schilderung der Entwicklung der Kampfverfahren und der Grundlagen des Gaskampfes werden die Arten der Anwendung der Kampfstoffe unter kriegsmäßigen Bedingungen erläutert. Seiner fesselnden und flüssigen Schreibweise, wie auch seiner guten Abbildungen wegen wird das Werk von Chemikern, Technikern, Offizieren, Medizinern, Historikern und Politikern um so mehr mit Genuß gelesen werden, als Veröffentlichungen auf diesem Gebiete bisher kaum vorliegen.

In der Serie: *Chemie und Technik der Gegenwart* erschienen bisher:

Ostwald, Farbkunde. 40 Abb. 330 Seiten. 1923. Mk. 9.—, geb. Mk. 11.—
Walden, Chemie der freien Radikale. 21 Abb. 365 S. 1924. Mk. 9.—, geb. Mk. 11.—
Blücher, Plastische Massen. 32 Abb. 300 S. 1924. Mk. 8.—, geb. Mk. 10.—
Goldschmidt, Aluminothermie. 81 Abb. 180 S. 1925. Mk. 10.—, geb. Mk. 12.—

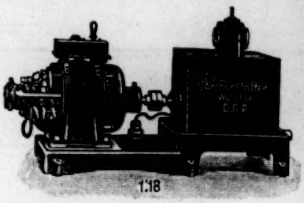
Pfeiffer's

Quecksilber-Dampfstrahlpumpe
ganz aus Stahl D. R. P. angem.

1:20

15 Liter bis zum Aussetzen jeder Entladung in 10 Sek. vom Vorvakuum ab.
Listen von Abt. H anfordern.

Vgl. Techn. Physik, 1922, Heft 12. Phys. Ztschr. 1922, pag. 463.



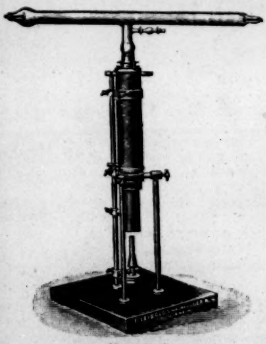
1:18

Rotierende Öl-Luftpumpe D.R.P.

Hochvakuum-Pumpen, Vakua bis $^1/_{1\,000\,000}$ mm Hg.
Saugleistung bis 120 cbm per Stunde
Photometer aller Systeme
Öl-Prüfapparate, Schnellviskosimeter usw.
Funken-Induktoren bis 1000 mm Funkenlänge
Oscillographen

Arthur Pfeiffer
Wetzlar 8
Telegr. Vakupfeif. — Tel. 85 u. 86.

Hochvakuum-Diffusions-Pumpe aus Metall
nach Prof. Gaede
D.R.P. und Auslandspatente



$^1/_{10}$ nat. Gr.

Saugleistung: 15 Liter per Sek.
Vorvakuum: 20 mm
„Vergl. Zeitschrift für Technische Physik, Jahrg. 1923, Nr. 10"

Alleinige Hersteller

E. Leybold's Nachfolger A.-G.
Köln a/Rhein, Brüderstr. 7

Sonderliste auf Wunsch

Für den Anzeigenteil verantwortlich S. Hirzel in Leipzig. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.